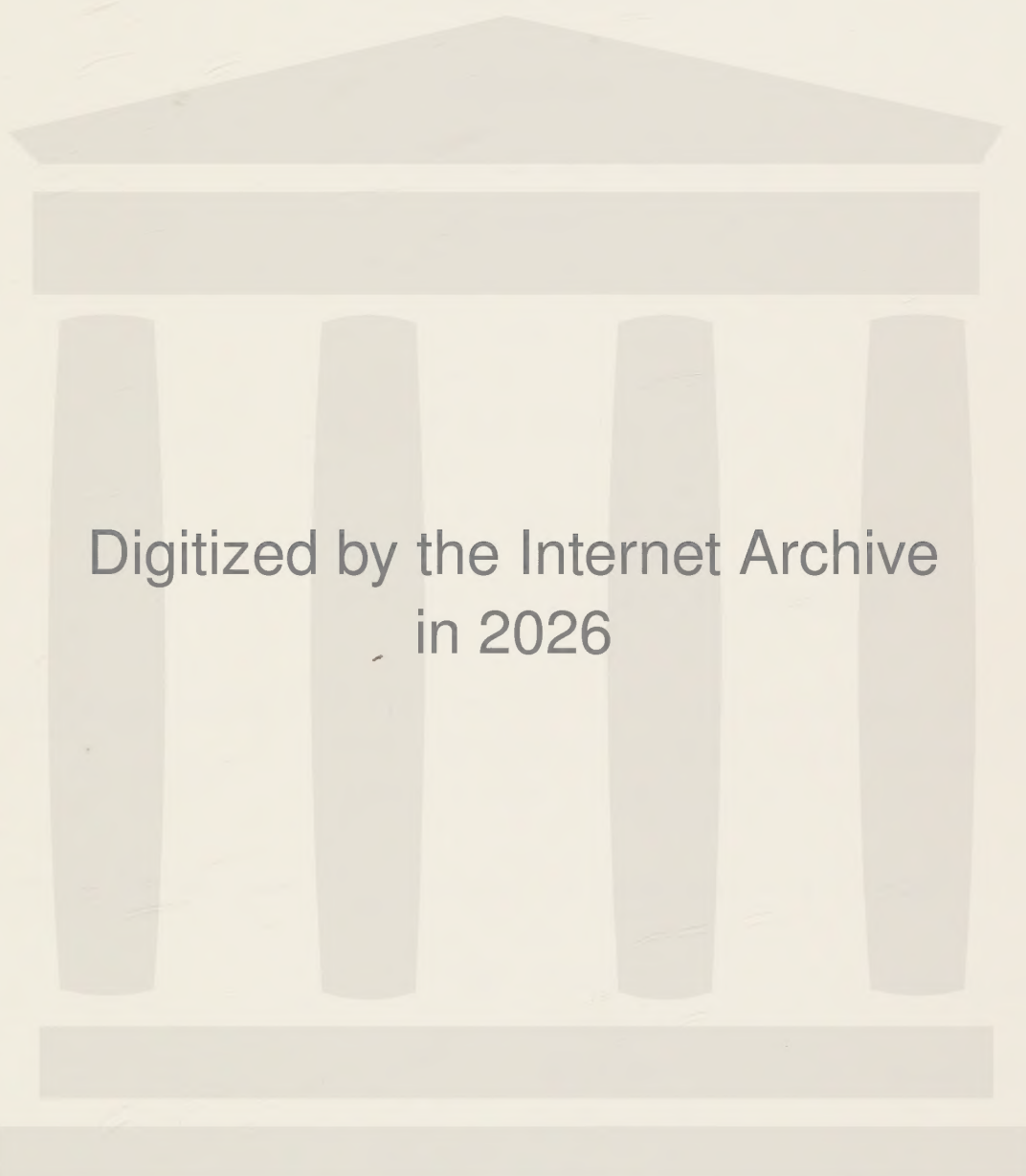


THESE DE DOCTORAT D'ETAT
ES-SCIENCE PHYSIQUE présentée A LA
FACULTE DES SCIENCES DE PARIS par
Ioana VIDEAU pour obtenir le grade de Docteur Es-Sciences

Sujet : ETUDE DES ETATS FINALS COMPORTANT AU
MOINS DEUX PARTICULES ETRANGES DANS LES
INTERACTIONS K^-p A 3,95 GeV/c.

Soutenue le 16 Juin 1971 devant la Commission d'Examen
President: M. TEILLAC, Examineurs: M.M. MEYER
GREGORY, BARLOUTAUD.



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41550408_0002

THESE DE DOCTORAT D'ETAT
ES SCIENCE PHYSIQUE

présentée

A LA FACULTE DES SCIENCES
de PARIS

par

IOANA VIDEAU

pour obtenir

le grade de Docteur Es-Sciences

Sujet de la Thèse : Etude des états finals comportant au moins
deux particules étranges dans les inte-
ractions K^-p à 3.95 GeV/c.

soutenue le 16 Juin 1971 devant la Commission d'Examen

MM. TEILLAC

Président

MEYER

GREGORY

Examineurs

BARLOUTAUD



INTRODUCTION

Ce travail décrit un aspect des interactions K^+p à 3,95 GeV/c dans la chambre à bulles de 2m du CERN. Parmi tous les états finals produits, nous nous sommes intéressés à ceux qui comportent au moins deux particules étranges. Cette catégorie d'événements correspond à des réactions qui ont des sections efficaces petites et c'est pour cette raison qu'ils sont appelés d'habitude "événements rares".

Dans la première partie nous décrivons le déroulement de l'expérience depuis la prise des photos de la chambre jusqu'à l'obtention de l'information finale que nous utiliserons dans l'analyse physique. Nous nous sommes intéressés plus particulièrement à l'étude du faisceau incident et aux caractéristiques optiques de la chambre.

La deuxième partie est consacrée aux résultats physiques :

d'abord nous présentons les sections efficaces correspondant aux états finals analysés, en les comparant aux valeurs obtenues à d'autres impulsions initiales.

Ensuite nous décrivons les résultats concernant les résonances baryoniques d'étrangeté $S = -2$. L'étude de notre lot d'événements nous permet une détermination précise de la masse et de la largeur du $\Xi^0(1530)$, ainsi que l'analyse des baryons Ξ de masses comprises entre 1700 et 2000 MeV. Nous présentons en même temps les résultats des autres expériences sur les résonances Ξ et les prévisions que l'on fait à partir du modèle $SU(3)$.

Enfin nous abordons le problème des réactions à quasi deux corps Yf^* et $Y\phi$ pour lesquelles nous donnons les valeurs des sections efficaces partielles à notre impulsion. Pour la résonance $f^*(1515)$ nous obtenons les valeurs de ses masse et largeur.

L'expérience sur les interactions K^-p à 3,95 GeV/c a été réalisée en collaboration par les Laboratoires de Saclay et de l'Ecole Polytechnique de Paris.

CHAPITRE I

DESCRIPTION DE LA METHODE EXPERIMENTALE

Les données expérimentales qui sont à l'origine de ce travail ont été obtenues au synchrotron à protons du CERN. Elles résultent de deux expositions de la chambre à bulles de 2m, remplie d'hydrogène, à un faisceau séparé de mésons K^- . Ces deux expositions ont fourni 250.000 photographies de la chambre, avec un flux moyen de 16 mésons K^- incidents par photo. Nous distinguerons par la suite sous les noms de Lot I et Lot II les résultats de ces deux expositions. L'impulsion du faisceau incident a été de $(3,94 \pm 0,34)$ GeV/c.

Nous ne donnerons ici ni la description de la chambre de 2 mètres du CERN ni celle du faisceau de mésons K^- , que l'on peut trouver dans un grand nombre de thèses ou de rapports du CERN (voir par exemple ⁽¹⁻⁴⁾).

I § 1 Traitement des données et comptabilité de l'expérience

I § 1.1 Traitement des données

Une fois les photographies de la chambre obtenues, le déroulement habituel d'une expérience est le suivant :

- Dépouillement visuel des films pour la détection des événements intéressants ;
- Mesure des traces de ces événements ;
- Reconstitution cinématique ;
- Choix de l'hypothèse physique correcte ;
- Constitution d'un fichier contenant toute l'information concernant les événements traités.

Sans entrer dans les détails de ces phases, donnons simplement quelques traits caractéristiques à notre expérience :

a) Dépouillement. Tous les films ont été dépouillés par deux fois indépendamment ; un troisième dépouillement de vérification nous a permis de trancher dans les cas où les résultats des deux premiers étaient contradictoires. L'efficacité globale de détection est de 96 %.

b) Mesure. Les mesures ont été réalisées sur deux types d'appareils, les "IEP"^{T)} de l'Ecole Polytechnique et le

^{T)} "IEP" : Instrument de mesure manuelle assisté par ordinateur ;
"HPD" : Instrument de mesure automatique assisté par opérateur.
Pour plus de détails sur ces appareils nous renvoyons le lecteur aux travaux de E. Barrelet^(5,6) et C. Guignard⁽⁷⁾.

"H.P.D."^{T)} du Collège de France. Sur les premiers nous avons mesuré la plupart des événements que nous allons considérer dans cette thèse, le deuxième n'a servi qu'à la mesure de deux types topologiques : les "201" (événements constitués de deux traces secondaires chargées plus un V^0 correspondant à la désintégration d'une particule étrange neutre, Λ ou K^0) et les "400" (quatre particules secondaires chargées).

c) Reconstitution cinématique . Nous avons utilisé les programmes standard "THRESH" et "GRIND"⁽⁸⁾. Leur but est de déterminer la configuration cinématique de chaque événement et d'attribuer un certain nombre d'hypothèses de masse aux particules secondaires. Lorsque ce nombre est plus grand que un, nous nous trouvons devant une ambiguïté cinématique.

d) Choix de l'hypothèse correcte. Pour lever les ambiguïtés cinématiques tous les événements ont été étudiés par les physiciens en tenant compte d'informations supplémentaires telles que ionisation d'une trace, relation entre son impulsion et son parcours, etc... Dans les cas où les ambiguïtés n'ont pu être résolues par cette analyse, nous avons gardé les deux (ou parfois trois) hypothèses compatibles. Le choix est alors fixé par l'étude globale (statistique) des événements correspondant à une même réaction (voir Chapitre II).

^{†)} Voir note de la page précédente.

5. Constitution du Fichier

L'aboutissement de cette chaîne est l'obtention d'un fichier (habituellement sous forme d'une bande magnétique) qui contient l'information complète pour chaque événement correspondant à une hypothèse physique. Nous l'appellerons la "DST" (de l'anglais Data Summary Tape).

I § 1.2 Comptabilité

Parallèlement à ce traitement, il faut assurer la comptabilité d'une expérience. Elle consiste à suivre tous les événements traités pendant leur progression dans la chaîne décrite plus haut, en particulier lors de possibles retours en arrière (tels que les remesures après échec dans la reconstitution cinématique). Ceci devient un impératif pour les expériences actuelles, qui sont appelées à traiter des centaines de milliers d'événements.

Dans le cas de notre expérience, nous avons défini un système de comptabilité fondé sur la création d'un Fichier Expérimental de Référence, le "FER" qui contient le signalement de tous les événements détectés au dépouillement et qui sera mis à jour après chaque étape du traitement par injection de l'information nouvelle^{r)}. Ceci nous a permis, non seulement de diminuer au maximum la perte des événements à travers la chaîne, mais aussi de ventiler par réaction tous les événements (figurant ou non sur la "DST"), opération indispensable pour l'évaluation des sections efficaces. Un schéma représentant

^{r)} Une description approfondie de la gestion de notre expérience peut être trouvée dans la thèse de E. Barrelet (5), qui a conçu et réalisé ce système.

le déroulement du traitement des données est montré sur la Figure 1. On peut voir les interactions entre la chaîne de traitement et la comptabilité.

Tous les résultats de l'expérience sont donc contenus dans deux fichiers :

- la "DST" qui comprend les événements pour lesquels nous avons abouti à une hypothèse physique ; pour chacun d'entre eux nous y trouvons l'information complète nécessaire à sa description physique ;

- le "FER", contenant l'histoire de chaque événement considéré dans l'expérience, les raisons de son rejet éventuel ou bien le fait qu'il figure sur la "DST"

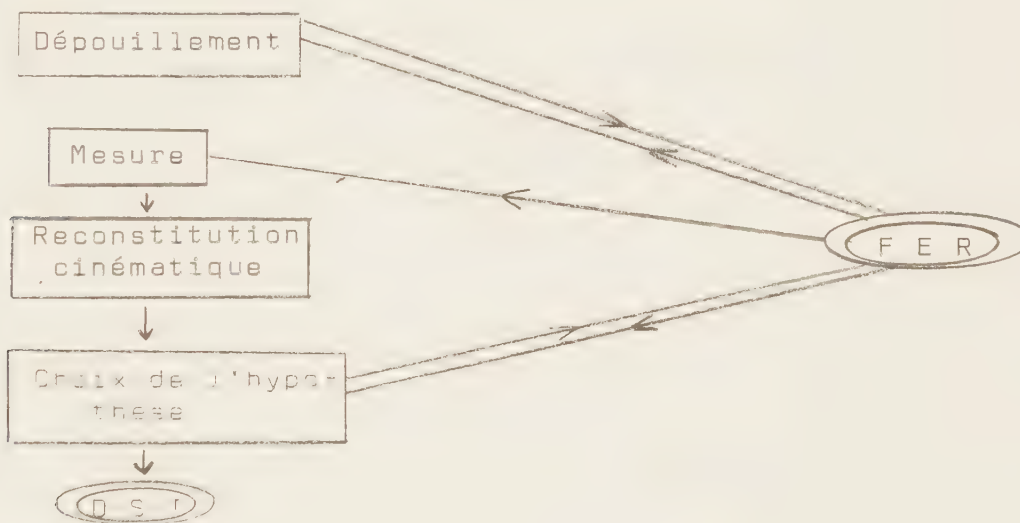


Figure 1.

I § 2 Constantes caractéristiques de l'expérience

Pour procéder à la reconstitution cinématique des événements il nous faut connaître les valeurs d'un certain nombre de paramètres :

- les constantes optiques de la chambre ;
- les caractéristiques du faisceau ;
- les erreurs de mesure ;

I § 2.1 Les constantes optiques de la chambre

Nous avons utilisé pour la détermination des constantes optiques de la chambre, le programme "PYTHON" mis au point par J. Zoll au CERN⁽⁸⁾.

Ce programme permet, à partir des valeurs mesurées sur la chambre (position des caméras, épaisseurs et indices de réfraction des milieux traversés par les rayons lumineux, coordonnées des croix fiducielles), d'ajuster les constantes optiques en utilisant des mesures de marques fiducielles faites sur des vues stéréoscopiques.

Il offre quatre options :

(A) - Les distances entre les quatre caméras sont fixes, pas de corrections pour les distorsions ;

(B) - Les distances entre les quatre caméras sont fixes, corrections pour les distorsions^{†)} ;

(C) - Les distances entre les quatre caméras sont libres, pas de correction de distorsion ;

^{†)} Les distorsions prises en compte sont de la forme :

$$(x', y') = [1 + \alpha_1 x + \alpha_2 y + \alpha_3 xy + \alpha_4 x^2 + \alpha_5 y^2 + \alpha_6 (x^2 + y^2)] (x, y)$$

(D) - Les distances entre les caméras sont libres, corrections pour les distorsions.

a) Données de la chambre

Pour les valeurs mesurées sur la chambre, nous avons utilisé les résultats publiés dans les notes du CERN⁽⁹⁾⁻⁽¹⁰⁾ pour le Lot I et ⁽¹¹⁾ pour le Lot II^{††}. Notons que pour la profondeur de la chambre, nous avons pris non pas la valeur indiquée dans les notes citées, mais celle donnée par Kinson⁽¹²⁾ qui tient compte de la contraction des deux fenêtres en verre de la chambre.

b) Mesures sur les films

Nous avons mesuré sur "IEP" les croix fiducielles dans cinq films pour chacun des deux lots. Sur chaque film, nous avons choisi trois photographies différentes et à peu près également espacées. Enfin sur chaque photo, les croix ont été mesurées par cinq fois, indépendamment, en déplaçant le film dans le presse-film entre chaque mesure.

Un ajustement par moindres carrés nous a permis d'éliminer les mesures mauvaises et d'utiliser dans le programme "PYTHON" des valeurs moyennes correspondant à une photo, un film ou un lot entier.

c) Résultats

L'essentiel des résultats est présenté sur les Planches I et II pour les quatre options (A), (B), (C) et (D).

††) Entre la prise des photos de ces deux lots la chambre a été démontée et certaines valeurs (notamment les coordonnées et le nombre de marques fiducielles) ont varié.

Sur la Planche I nous montrons les écarts obtenus en profondeur (ΔZ) pour les marques fiducielles placées sur la glace avant et arrière de la chambre. Ainsi que l'on peut voir, les résultats sont meilleurs dans les cas où l'on introduit des corrections pour les distorsions optiques. Seule la profondeur de la chambre est sensible au fait que l'on fixe ou non les distances entre les caméras ; c'est-à-dire qu'elle est corrélée à l'angle stéréoscopique. Les corrections de distorsion étant calculées de manière à ajuster au mieux le film physique au film idéal, l'amélioration constatée sur la position des fiducielles n'a de signification que dans les plans de ces marques. Nous aurons donc recours à un autre test.

Les Planches II A et B présentent les erreurs calculées par le programme de reconstruction géométrique "THRESH" pour les apex des interactions, en utilisant les valeurs fournies par ces quatre types d'ajustement, ainsi que les mesures directes sur la chambre (sans aucun ajustement). La Planche II A montre les erreurs en Y (celles en X sont tout à fait similaires) ; la Planche II B, les erreurs en Z. Nous en avons déduit que les meilleurs résultats sont fournis par les deux ajustements qui négligent les distorsions optiques.

I § 2.2 Caractéristiques du faisceau

Le faisceau des particules qui pénètrent dans la chambre, peut être décrit cinématiquement par son impulsion et géométriquement par ses deux focales (l'une verticale en Z, l'autre horizontale en Y) et par sa courbure.

a) Caractéristiques cinématiques

Le champ magnétique dans lequel était placée la chambre de 2m avait une intensité de 17409,6 Gauss ; cette valeur était affectée d'une tolérance de $\pm 0,02\%$ ⁽¹¹⁾.

Pour déterminer l'impulsion du faisceau (p) nous avons mesuré la courbure (σ) des traces incidentes. En effet, nous pouvons obtenir directement la valeur de l'impulsion par la relation

$$(I.1) \quad p = 0,3 \frac{B}{\sigma}$$

où B est l'intensité du champ magnétique.

Les mesures de la courbure sur un nombre assez important de traces ^{†)} fournissent une valeur moyenne suffisamment précise pour que l'erreur en soit inférieure à la définition en impulsion du faisceau. Sur la Planche III nous montrons la distribution de la courbure (σ) en fonction de la longueur mesurée (L). On voit clairement que plus la longueur est grande plus les valeurs de σ sont proches de la

^{†)} Nous en avons considéré 3000 pour chacun des deux lots.

moyenne; étant donné la relation

$$(I.2) \quad \sigma = \frac{8f}{L^2}$$

où f est la flèche d'une trace, on s'attend effectivement à ce que l'erreur $d\sigma$ soit proportionnelle à $1/L^2$. En extrapolant cette dépendance (représentée par les deux courbes sur la Planche III) vers des valeurs très grandes de L , nous déterminons la définition en impulsion du faisceau. Elle correspond à ± 40 MeV.

Nous avons jusqu'à présent négligé l'effet de la perte d'énergie des particules incidentes dans l'hydrogène ; elle est de 0,24 MeV/cm. Pour en tenir compte, nous avons considéré les événements présentant un ajustement cinématique à quatre contraintes, en rapportant la valeur de l'impulsion à un plan $X = X_0$. Les résultats des deux méthodes sont en bon accord et les meilleures valeurs sont :

$$(I.3) \quad \text{Lot I : } p = (3,968 \pm 0,050) \text{ GeV/c pour } X_0 = -53,6 \text{ cm}$$

$$\text{Lot II : } p = (3,960 \pm 0,048) \text{ GeV/c pour } X_0 = -40 \text{ cm}$$

Pour la détermination de l'impulsion incidente de chaque événement, nous avons utilisé une moyenne pondérée entre la valeur centrale du faisceau que nous venons de donner, et la valeur mesurée. Ceci nous permet de tirer avantage des mesures de

bonne qualité, tout en nous garantissant une précision minimale de 0,050 GeV/c.

b) Caractéristiques géométriques

Le faisceau est décrit du point de vue géométrique par deux angles l'azimut ϕ et l'inclinaison λ et par sa courbure σ . Comme nous l'avons dit, il se caractérise par une double focalisation horizontale et verticale. Cette double focalisation ainsi que la courbure introduisant des variations dans les angles ϕ et λ selon le point (X, Y, Z) de la chambre où ils sont mesurés. Nous avons étudié ces variations afin d'obtenir une description géométrique complète du faisceau.

Variation de l'azimut ϕ

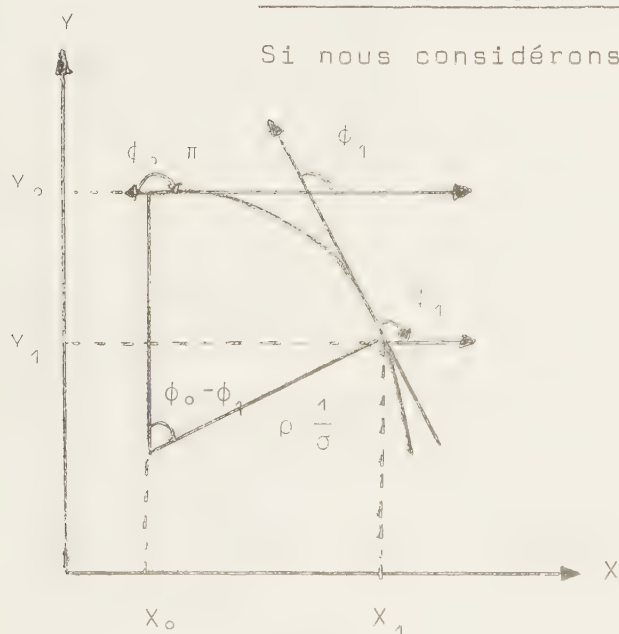


Figure 3

Si nous considérons une trace de courbure σ la variation de son azimut entre deux points donnés X_0 et X_1 sera (voir Figure 3) :

$$(I.4) \Delta\phi = \phi_0 - \phi_1 = \frac{L}{\rho} = L\sigma$$

où L est la longueur de l'arc compris entre X_1 et X_0 .

Nous avons pris comme référence le plan $X = X_0$ pour lequel $\phi_0 = \pi$ et avons corrigé les valeurs de ϕ mesurées en un point donné X par le facteur $L_0\sigma$.

où L_0 est la distance parcourue par la particule entre les deux plans X_0 et X . Cette correction élimine toute dépendance de l'azimut ϕ en fonction de X .

Une deuxième cause de variation de ϕ est la divergence du faisceau dans le plan (X,Y) . Pour en tenir compte nous avons appliqué une correction linéaire

$$(I.5) \quad \phi = \phi_0 + C_y (Y - Y_0)$$

$$C_y = + 0,00080 \text{ pour le Lot I}$$

Nous avons trouvé (I.6) $C_y = - 0,00053$ pour le Lot II. Ceci

$$C_y = - 0,00053 \text{ pour le Lot II}$$

nous conduit à situer la focale verticale à 12 m en avant de la chambre pour le Lot I et à 18 m en avant de la chambre pour le Lot II, résultats compatibles avec les caractéristiques de construction du faisceau. Un schéma du faisceau avec les deux focales situées par rapport à la chambre est montré sur la Figure 4.

Etant donné qu'après ces deux corrections nous n'arrivons plus à mettre en évidence de variation de l'azimut avec la position dans la chambre, nous estimons le décrire correctement par une forme

$$I.7 \quad \phi = \phi_0 + L_0 \theta + C_y (Y - Y_0)$$

Variation de l'inclinaison λ

Le champ magnétique étant parallèle à l'axe Z de la chambre, son effet (courbure des traces) ne se manifeste pas sur l'inclinaison. Il ne reste donc qu'une raison prévisible de variation, la divergence verticale du faisceau. Nous l'avons exprimée sous la forme

$$(I.8) \quad \lambda = \lambda_0 + C_Z (Z - Z_0)$$

et avons trouvé

$$C_Z = -0,0015 \text{ pour le Lot I}$$

(I.9)

$$C_Z = -0,0010 \text{ pour le Lot II}$$

Elle correspond à une focale parallèle à l'axe Oy située à 5 m, respectivement 8,5 m après la chambre pour les Lots I et II (Figure 4), ce qui est également en accord avec les données de construction.

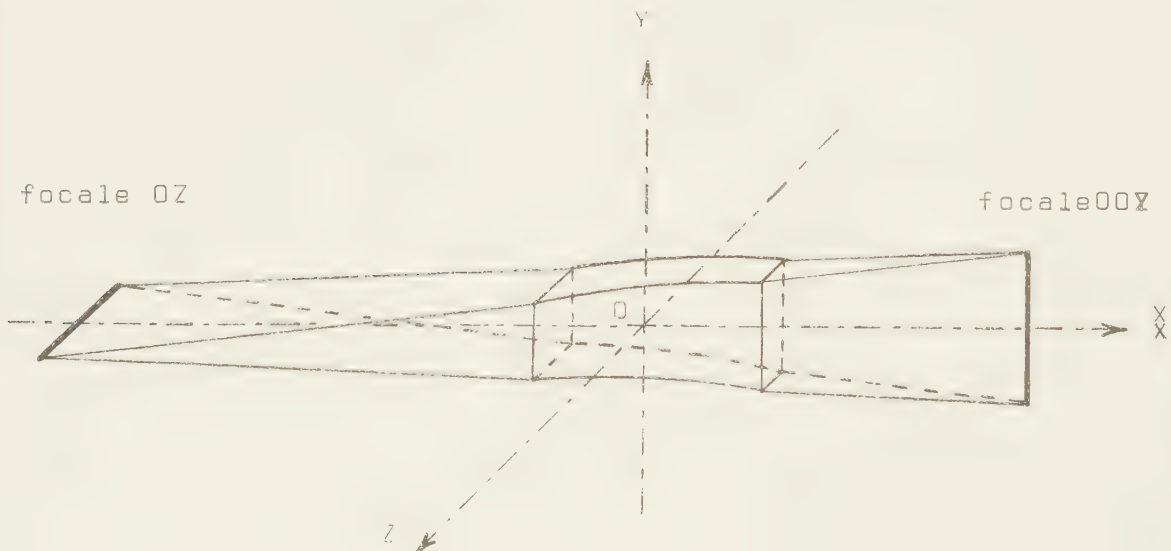


Figure 4

Cette correction faite, l'inclinaison du faisceau ne devrait plus varier avec la position dans la chambre. Néanmoins, nous observons une nette dépendance en X, illustrée sur la Planche IV, et qui correspond à une variation $\Delta\lambda = 8$ mrad sur 120 cm. Cet effet confirme nos conclusions du paragraphe I§2.1 concernant les distorsions qui tendent à simuler une courbure des plans horizontaux de la chambre. Nous ne l'avons pas traitée de façon spécifique vu qu'à l'énergie de notre expérience et avec la dispersion en inclinaison du faisceau, l'erreur systématique introduite est faible devant l'ensemble des erreurs aléatoires.

I § 2.3 Erreurs de mesure

Tant à la prise de données qu'à la mesure ou même lors de l'analyse les causes d'erreur sont diverses et multiples.

Citons :

- le déplacement des bulles lors de leur formation,
- variations locales d'indice de l'hydrogène en raison de la présence de courants de convection,
- distorsions optiques,
- déformations du support photographique lors de la prise des clichés, du développement et de l'étude.
- diffusion multiple,
- erreurs systématiques et aléatoires des appareils de mesure (distorsion, précisions des pointés),

- erreurs dues aux simplifications adoptées lors du traitement (la trajectoire d'une trace est considérée comme une hélice, les corrections de champ magnétique ne sont faites que globalement), etc...

On peut essayer d'évaluer ces erreurs séparément mais ceci est difficile -dans certains cas même impossible- et leur sommation n'aurait que peu de chances de nous donner une approximation correcte des erreurs au niveau des quantités physiques (impulsions, angles...).

Les programmes "THRESH" et "GRIND" sont conçus pour tenir compte de certaines corrections simples, telle la diffusion multiple, les autres étant englobées dans une erreur supposée Gaussienne sur la position des points ΔX et ΔY et ses conséquences sur $\Delta\phi$, $\Delta\lambda$, $\Delta(1/p)$. Les quantités ΔX et ΔY sont alors optimisées de façon à ce que les distributions de probabilité de X^2 des événements cinématiquement bien contraints soient satisfaisantes (plates ou presque). Dans le cas de notre expérience, cette optimisation nous a conduit à admettre une erreur ΔX , $\Delta Y = \pm 0,005$ cm dans la chambre.

CHAPITRE II

SECTIONS EFFICACES

Dans ce chapitre nous présentons les résultats concernant les valeurs des sections efficaces pour toutes les réactions correspondant aux topologies "rares".

Nous décrirons tout d'abord la méthode que nous avons utilisée pour le calcul des sections efficaces, puis nous donnerons les résultats obtenus à notre énergie initiale, en les comparant pour certaines réactions avec les valeurs correspondantes mesurées à d'autres énergies.

II § 1 Méthode de détermination des sections efficaces

Considérons une cible tubulaire de longueur L et section s placée dans la direction du faisceau incident. La section efficace σ_f pour un état final donné f sera

$$(II.1) \quad \sigma_f = \frac{N_f}{N_i \times N_c}$$

où N_f représente le nombre d'interactions de type f qui ont eu lieu dans la cible pendant un intervalle de temps t ;

N_i est le nombre de particules incidentes traversant s , mesuré pendant le même intervalle de temps ;

N_c représente le nombre de protons par unité de surface de la section dans la cible considérée.

Dans notre cas les particules incidentes sont des mésons K^- d'impulsion 3,95 GeV/c et la cible est constituée par l'hydrogène liquide de la chambre à bulles. Nous pouvons alors exprimer N_c par :

$$(II.2) \quad N_c = \rho N_o L$$

où par ρ nous désignons la densité de l'hydrogène dans la chambre et par N_o le nombre d'atomes (protons) par unité de volume. Ainsi nous obtenons pour la section efficace d'une réaction l'expression

$$(II.3) \quad \sigma_f = \frac{1}{\rho N_o L} \times \frac{N_f}{N_i}$$

Pour estimer le nombre de mésons K^- incidents nous avons considéré leurs désintégrations du type τ :

$$(II.4) \quad K^- \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^-$$

En effet, si N_τ est le nombre de désintégrations observées dans la cible, connaissant le rapport d'embranchement R_τ ^(†) et la probabilité pour un méson K^- de se désintégrer dans l'intervalle L (que nous notons P_L) nous pouvons écrire

[†]) R_τ représente donc la probabilité pour un méson K^- de se désintégrer selon le mode $\pi^+ \pi^- \pi^-$

$$(II.5) \quad N_j = \frac{N_T}{R_T \times P_L}$$

et en exprimant P_L en fonction de la durée de vie du méson K^- (τ_0),

$$(II.6) \quad N_j = \frac{N_T}{n} \times \frac{n \times r}{L}$$

où n est le rapport entre l'impulsion et la masse du K^- .

Alors la section efficace d'un état donné f s'exprime sous la forme :

$$(III.7) \quad \sigma_f = \frac{R_T}{\rho N_0 \eta c \tau_0} \times \frac{N_f}{N_T}$$

Dans cette formule N_f et N_T sont respectivement le nombre d'interactions de type f et le nombre de désintégrations τ observées dans le même intervalle de longueur L . Les autres facteurs sont soit des constantes universelles, soit des constantes propres à notre expérience, dont les valeurs sont :

$$\rho = 1,6629 \text{ g/cm}^3$$

$$N_0 = 6,022 \times 10^{23} \text{ protons/g}$$

$$\eta = 0,7 \times 10^{-1}$$

$$c = 2,998 \times 10^{10} \text{ cm/sec}$$

$$\tau_0 = 1,229 \times 10^{-8} \text{ sec}$$

$$\eta = pk^-/m_{K^-} = 8$$

Pour connaître les sections efficaces, il faut donc estimer correctement le nombre de désintégrations τ , ainsi que le nombre réel d'interactions de chaque type ayant eu lieu dans un même élément de volume. Dans ce but nous avons découpé la chambre en tranches d'hydrogène perpendiculaires à la direction du faisceau, en considérant la distribution des coordonnées X des sommets des interactions (voir Figure 5)

Nombre
d'interactions

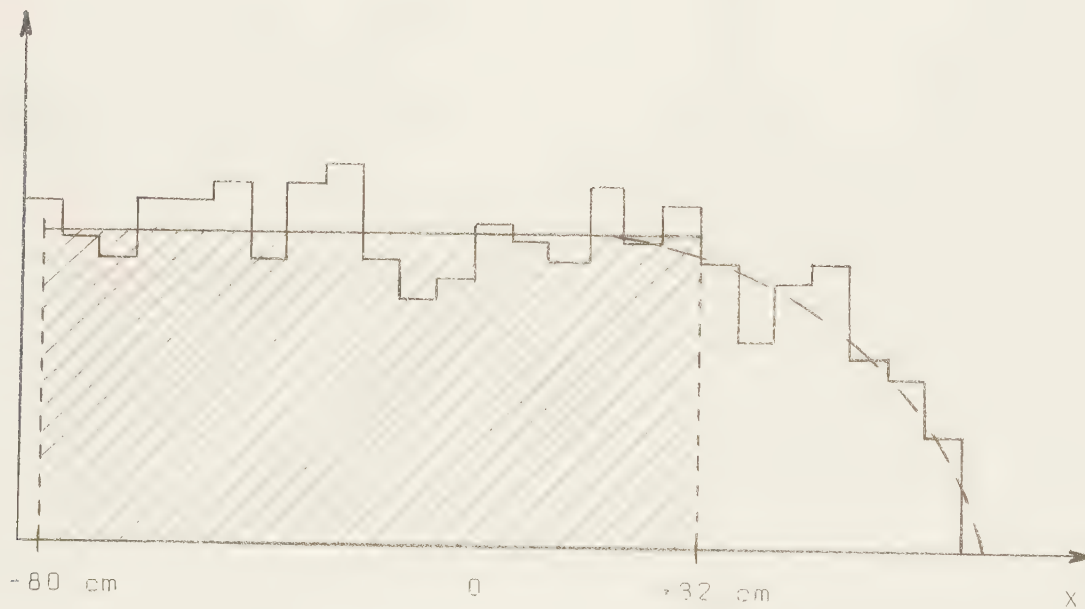


Figure 5

Nous avons choisi comme intervalle de normalisation, la zone comprise entre les coordonnées $X = -80$ cm et $X = +32$ cm, qui élimine le problème des pertes d'événements en bout de chambre.

Comme nous l'avons montré dans le chapitre précédent, nous disposons de deux sources d'informations pour l'ensemble des événements considérés dans l'expérience : la "DST" et le "FER". Les problèmes liés à la détermination du nombre réel d'interactions dans la chambre sont de deux catégories :

- établir une correspondance entre le nombre d'événements d'un type donné qui se trouvent sur la "DST" et le nombre de réactions ayant eu lieu effectivement dans la chambre ;

- résoudre globalement les ambiguïtés en répartissant les événements ambigus entre les différentes réactions.

Pour établir la correspondance entre le nombre d'événements sur "DST" et le nombre d'événements produits dans la chambre, nous avons tenu compte des facteurs suivants :

a) l'efficacité de scanning pour chaque topologie.

A l'aide de l'information contenue dans le "FER" nous avons pu établir pour chaque type d'événements un facteur correctif qui tient compte de la probabilité pour qu'un événement ne soit pas détecté mais aussi de la probabilité

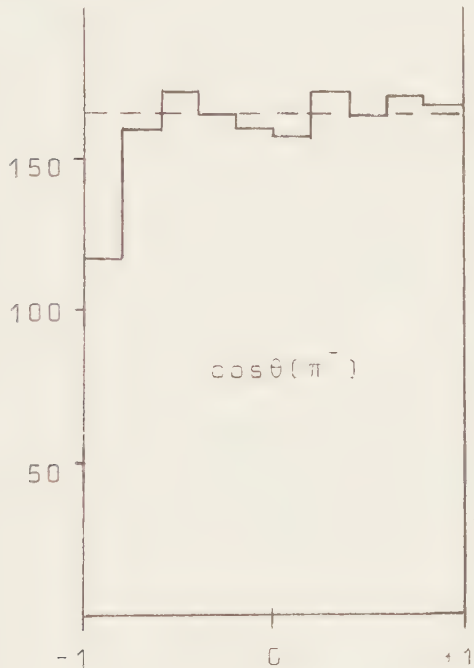
qu'il a d'être enregistré dans une catégorie différente^{T)}. Cette correction dépend beaucoup de la topologie considérée et elle est d'autant plus grande que cette dernière est compliquée ; ainsi pour les événements de type "-211" (deux branches, dont une ayant une cassure correspondant à la désintégration d'une particule étrange chargée, plus un V^0 correspondant à la désintégration d'une particule étrange neutre) elle est de 20% alors que pour le type "-210" (même topologie avec un V^0 en moins) elle est de 4%.

b) Les pertes dans la chaîne de traitement, pertes qui ont lieu à tout instant pendant la mesure ainsi que pendant le passage dans les divers programmes. Malgré le soin que nous avons apporté à la gestion de l'expérience, en nous référant au "FER" entre les diverses étapes du traitement, ces pertes s'élèvent à 10% pour les topologies les plus abondantes et peuvent atteindre 50% dans le cas d'événements très peu fréquents.

^{T)} Par exemple, dans le cas d'un événement "201" (que nous avons défini dans le chapitre I § 1.1) il a une probabilité non nulle d'avoir été enregistré comme "202" (l'erreur consiste à considérer un γ comme V^0) ou comme "200" (le V^0 n'a pas été vu au scanning).

c) Les facteurs de visibilité dans le cas de topologies qui impliquent la désintégration, dans la chambre, d'une particule étrange neutre (0,653 pour les désintégrations $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ et 0,344 pour $\Lambda_1^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$).

d) Les biais ou pertes systématiques d'événements



correspondant à une certaine configuration géométrique ou cinématique. Un exemple de ce type de pertes est montré dans la Figure 6 où nous avons porté la distribution angulaire de la désintégration $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$ dans le système de centre de masse du Λ . On peut observer un trou pour les angles du π^- proches de 180° , correspondant à une perte d'événements pour lesquels le proton de la désintégration est très rapide.

Figure 6

Afin d'évaluer le vrai nombre d'interactions dans chaque canal, il reste à régler le problème des ambiguïtés qui n'ont pu être levées par l'analyse individuelle des événements (voir Chapitre I § 1). Plusieurs méthodes permettent d'estimer avec plus ou moins de précision la proportion de chaque réaction dans un lot d'événements ambigus :

- L'examen des distributions de la probabilité de χ^2 nous permet d'utiliser l'information apportée par chacune des

contraintes cinématiques (quantités manquantes et les erreurs correspondantes)⁽⁵⁾. Nous avons séparé ainsi les réactions ambiguës



Cette méthode a l'inconvénient de dépendre de l'évaluation des erreurs, dont nous avons vu les limites. C'est pourquoi dans certains cas nous préférons comparer directement les quantités manquantes relatives aux deux hypothèses. (Par exemple, masse manquante à la réaction pour calculer la proportion de Λ et Σ^0 dans



- Lorsque les réactions ne sont pas contraintes cinématiquement, il est possible d'évaluer leurs sections efficaces en extrapolant les résultats obtenus pour les lots d'événements qui ont été séparés par l'examen de l'ionisation. Cette méthode, assez peu précise, a été appliquée aux événements ambigus



- L'étude des caractéristiques de désintégration nous a permis la séparation des ambiguïtés Λ , Σ^0 dans les cas où l'on observe la désintégration du Λ .

[†]) Les particules entre parenthèses ne sont pas observées dans la chambre.

II § 2 Résultats

L'ensemble des résultats que nous avons obtenus est présenté dans les Tableaux 1 et 2 pour les états finals comportant un système (EK) et (Y $\bar{K}$ K) respectivement. Quelques remarques s'imposent pour chacun de ces groupes d'interactions.

II § 2.1 Etats finals de la réaction système (EK)

Ces réactions sont caractérisées par une abondante production de résonances Σ (en particulier du Σ^- (1530), et de K^* (890). Nous traiterons ce sujet en détail dans le Chapitre III. Pour l'instant, nous allons considérer d'une manière générale la production de baryons d'étrangeté $S = -2$.

La section efficace totale (σ_{Tot}) pour la production du E^- est à notre énergie initiale de (134 ± 6) μb . Nous avons porté sur la Planche V les valeurs expérimentales de cette section efficace en fonction du carré de l'énergie totale dans le système du centre de masse de la réaction (s), pour toutes les expériences connues (13, 14, 19, 25, 31, 32, 33, 40) ; en même temps, on peut y voir les valeurs de la section efficace pour les réactions à deux corps ($K^- + p \rightarrow E^- + K^-$). On observe une décroissance rapide de la section avec l'énergie, trait caractéristique de la production de baryons d'étrangeté -2 et on peut également remarquer dans le comportement de σ_{Tot} une structure aux énergies d'environ 2,5 GeV ; nous pensons qu'elle est due à l'effet conjugué de l'apparition de canaux de multiplicité plus élevée et de la chute rapide de la section efficace des deux corps. Il faut toutefois constater que la courbe correspondant à un comportement simple n'est qu'à deux écarts des points expérimentaux.

TABLEAU 1

Sections efficaces en μb pour les états
finals avec un système (ΞK) .

Système ΞK	MULTIPLICITE				
	2	3	4	5	6
$\Xi^- K^+$ 71 ± 5	$\Xi^- K^+$ $12 \pm 1,5$	$\Xi^- K^+ \pi^0$ 16 ± 2	$\Xi^- K^+ (n \pi^0)$ $10 \pm 1,5$		
			$\Xi^- K^+ \pi^+ \pi^-$ 20 ± 2	$\Xi^- K^+ \pi^+ \pi^- \pi^0$ $12 \pm 1,5$	$\Xi^- K^+ \pi^+ \pi^- (n \pi^0)$ $1 \pm 0,5$
$\Xi^- K^0$ 63 ± 4		$\Xi^- K^0 \pi^+$ $32 \pm 2,5$	$\Xi^- K^0 \pi^+ \pi^0$ 26 ± 2	$\Xi^- K^0 \pi^+ (n \pi^0)$ 2 ± 1	
				$\Xi^- K^0 \pi^+ \pi^- \pi^0$ 3 ± 1	$\Xi^- K^0 \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$ $0,2 \pm 0,2$
$\Xi^0 K^+$ $> 54 \pm 6$	$\Xi^0 K^+$ $4 \pm 1,5$	$\Xi^0 K^+ (n \pi^0)$ > 2			
			$\Xi^0 K^+ \pi^+ \pi^-$ 34 ± 4	$\Xi^0 K^+ \pi^+ \pi^- (n \pi^0)$ > 9	

Pour la section efficace de production du E^0 nous ne disposons pas de tous les canaux. Néanmoins, nous pouvons estimer sa valeur en faisant une hypothèse sur le mode de production des états finals à trois et quatre corps. Supposons que la production de systèmes $(E\pi)$ et $(K\pi)$ de spin isotopique $I = 1/2$ soit favorisée^{†)} et que les états finals à trois corps se réalisent par production incohérente de $(E\pi)^0_{I=1/2} K^+_{I=1/2}$ et $E^0(K\pi)^0_{I=1/2}$ et les états finals à quatre corps comme $(E\pi)^+_{I=1/2} K^0_{I=1/2}$ et $(K\pi)^+_{I=1/2} E^0_{I=1/2}$.

En utilisant les résultats portés dans le Tableau 1 et les rapports des coefficients de Clebsch-Gordan pour la décomposition d'un système $I = 1/2$ en deux particules $I = 1$ et $I = 1/2$, nous obtenons les relations suivantes :

$$\begin{aligned} \sigma[(E\pi)^- K^+] &= \sigma[(E\pi)^0 K^0] = (0 \pm 7) \mu b \\ \text{(II.11)} \quad \sigma[(E\pi)^0 (K\pi)^0] &= (45 \pm 5) \mu b \\ \sigma[(E\pi)^- (K\pi)^+] &= (22 \pm 5) \mu b \end{aligned}$$

Ceci nous mène à une estimation de la section efficace totale de production du E^0 de $100 \pm 30 \mu b$. L'erreur sur la valeur donnée provient essentiellement du fait que nous avons ignoré l'apport des réactions à plus de quatre corps ; comme on peut le constater à partir du Tableau 1, nous risquons ainsi de sous-estimer la valeur réelle d'environ 20 %.

^{†)} Cette hypothèse semble raisonnable étant donné l'abondance de résonances E de spin isotopique $1/2$ et de $K^*_{(890)}$ ayant également $I = 1/2$.

TABLEAU

Sections efficaces (en μb) pour les états
finals avec un système $(Y\bar{K}K)$

a. $(\bar{K}K)$

$YK_1^0 K_1^0 + YK_2^0 K_2^0$ 59 ± 6			$K_1^0 K_2^0 + K_2^0 K_1^0$ 130 ± 9		
Multiplicité			Multiplicité		
3	4	5	3	4	5
$\Lambda \bar{K}^0 K^0$ 16 ± 3	$\Lambda \bar{K}^0 K^0 \pi^0$ 18 ± 5		$\Lambda \bar{K}^+ K^-$ 45 ± 4		
$\Sigma^0 \bar{K}^0 K^0$ 6 ± 2	$\Lambda (\Sigma^0 \bar{K}^0 K^0 \pi^0 \pi^0)$ 8 ± 2		$\Lambda (\Sigma^0 \bar{K}^0 K^0 \pi^0 \pi^0)$ 48 ± 4		
		$\Lambda \bar{K}^0 K^0 \pi^+ \pi^-$ $1 \pm 0,6$			$\Lambda \bar{K}^+ K^- \pi^+ \pi^-$ $2,5 \pm 1,5$
		$\Sigma^0 \bar{K}^0 K^0 \pi^+ \pi^-$ $< 0,6$			$\Sigma^0 \bar{K}^+ K^- \pi^+ \pi^-$ $1 \pm 0,5$
	$\Sigma^+ \bar{K}^0 K^0 \pi^-$ $1 \pm 0,6$	$\Sigma^- \bar{K}^0 K^0 \pi^+ \pi^-$ 3 ± 2		$\Sigma^+ \bar{K}^+ K^- \pi^-$ $8 \pm 1,5$	$\Sigma^- \bar{K}^0 K^0 \pi^+ \pi^-$ $< 0,2$
	$\Sigma^- \bar{K}^0 K^0 \pi^+$ 6 ± 2	$\Sigma^- \bar{K}^0 K^0 \pi^+ \pi^0$ $< 0,6$		$\Sigma^- \bar{K}^+ K^- \pi^+$ $19 \pm 2,5$	$\Sigma^- \bar{K}^0 K^0 \pi^+ \pi^0$ $1 \pm 0,5$

TABLEAU 2

Sections efficaces (en μb) pour les
états finals avec un système $(Y\bar{K}K)$
D. $(\bar{K}K)^+$

$\Lambda \bar{K}^0 K^0$ 57 ± 6			$\Sigma^0 K^+ K^-$ 75 ± 7		
Multiplicité			Multiplicité		
3	4	5	3	4	5
	$\Lambda \bar{K}^0 K^0 \pi^0$ 10 ± 4	$\Lambda \bar{K}^0 K^0 \pi^+ \pi^-$ $4,5 \pm 1,5$		$\Lambda K^+ K^- \pi^0$ 34 ± 5	$\Lambda K^+ K^- \pi^+ \pi^-$ 6 ± 2
	$\Sigma^0 \bar{K}^0 K^0 \pi^0$ 17 ± 4	$\Sigma^0 \bar{K}^0 K^0 \pi^+ \pi^-$ $2,5 \pm 1,5$		$\Sigma^0 K^+ K^- \pi^0$ 12 ± 3	$\Sigma^0 K^+ K^- \pi^+ \pi^-$ $0,5 \pm 0,5$
		$\Sigma^0 \bar{K}^0 K^0 \pi^+ \pi^-$ $0,5 \pm 0,3$	$\Sigma^0 K^+ K^-$ $13 \pm 2,5$	$\Sigma^0 K^+ K^- \pi^0$ 7 ± 2	$\Sigma^0 K^+ K^- \pi^+ \pi^-$ $0,5 \pm 0,5$
$\Sigma^0 \bar{K}^0 K^0$ 15 ± 2	$\Sigma^0 \bar{K}^0 K^0 \pi^0$ $6 \pm 1,5$	$\Sigma^0 \bar{K}^0 K^0 \pi^+ \pi^-$ $1 \pm 0,5$			$\Sigma^0 K^+ K^- \pi^+ \pi^-$ $0,5 \pm 0,3$
		$\Sigma^0 \bar{K}^0 K^0 \pi^+ \pi^-$ $0,3 \pm 0,3$			$\Sigma K^+ K^- \pi^+ \pi^-$ $1,5 \pm 1$

II § 2.2 Etats finals avec $\{Y\bar{K}K\}$

Dans la première partie du Tableau 2 nous donnons les valeurs des sections efficaces correspondant à la production d'une paire de mésons K neutres. On peut constater que la production d'une paire $K_1^0 K_2^{0\dagger}$ est nettement favorisée par rapport à celle des paires $K_1^0 K_1^0$ et $K_2^0 K_2^0$. Cet effet est dû à l'abondance des états finals de type $Y\phi$, où ϕ est la résonance bien connue de masse 1019 MeV dans le système $K_1^0 K_2^0$.

La réaction $\Sigma^0 K_1^0 K_2^0$ ne peut être séparée de l'ensemble des états finals sans contrainte cinématique du type $\Lambda K_1^0 + \text{neutres}$, pourtant nous savons qu'elle représente la plus grande partie de ces événements. Dans le Chapitre IV nous présenterons une méthode permettant d'évaluer la section efficace pour cette réaction dans le cas où le système $K_1^0 K_2^0$ provient de la désintégration d'un méson ϕ .

Pour les états finals impliquant un système $K\bar{K}$ chargé (deuxième partie du Tableau 2), les faibles valeurs des sections efficaces -et par conséquent le nombre réduit d'événements- rendent sans intérêt leur étude séparée. Nous allons les utiliser uniquement dans l'analyse globale des résonances B dans les canaux $K\bar{K}$ et $K\bar{K}^*$.

†) Nous utilisons la notation courante K_1^0 et K_2^0 pour les deux composantes du méson K^0 à durées de vie respectivement courte et longue.

CHAPITRE III

LES RÉSONANCES Ξ

Nombre de baryons d'étrangeté $S = 0$ ou -1 ^{†)} ont été découverts dans les quinze dernières années (15). Par contre, notre connaissance des résonances d'étrangeté $S = -2$ est fort limitée. L'existence d'une seule particule de ce type, le $\Xi(1530)$, est aujourd'hui prouvée, quoique certaines de ses propriétés restent à déterminer avec plus de précision.

Cet état de choses ne provient pas du faible intérêt du sujet, mais plutôt des difficultés particulières de l'analyse expérimentale.

La recherche et l'étude des résonances d'étrangeté $S = -2$ est sollicitée par les théories fournissant une classification des particules élémentaires. En effet, des modèles tels que celui des quarks ou $SU(3)$ ont eu un succès certain en classant les particules stables et les résonances connues en multiplets de spin et parité donnés (16). En principe,

^{†)} Pour désigner les différentes résonances, nous utiliserons par la suite la notation standard, c'est-à-dire N pour les états d'étrangeté nulle et spin isotopique $1/2$, Δ pour les états $S = 0$, $I = 3/2$, Λ et Σ pour les résonances d'étrangeté $S = -1$ et respectivement isospin $I = 0$ et $I = 1$, et enfin, Ξ pour les états $S = -2$, $I = 1/2$. La masse de chaque résonance sera indiquée entre parenthèses.

nous attendons pour chaque état N ou Δ connu un baryon E correspondant, du même spin et de la même parité. Le modèle $SU(3)$ tire des caractéristiques des résonances connues, des prévisions concernant les membres manquants dans chaque multiplet (masse, largeur et taux relatifs de désintégration). Il est donc du plus grand intérêt de prouver l'existence de ces particules et de déterminer leurs propriétés telles que spin, parité et modes de désintégration.

Le plus simple mécanisme de production des états $S = -2$ est l'échange de baryon (selon le graphique de la Figure 7).

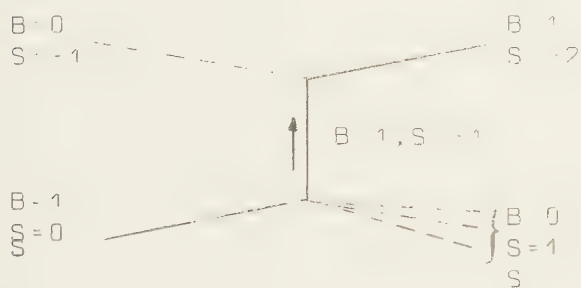


Figure 7

Cette étude permet donc d'obtenir des informations sur les réactions à grand transfert d'impulsion (dans la note 1, si l'on parle en termes de variables de Mandelstam) et d'atteindre les interactions $\pi \rightarrow E\bar{K}$.

Examinons de façon plus détaillée les difficultés de l'approche expérimentale. En voici les diverses raisons :

Tout d'abord, les résonances E ne peuvent être observées que dans des réactions de production, c'est-à-dire du type :

$$(III.1) \quad K^+ p \rightarrow E^+ K^+ \pi \pi \quad \pi = 0, 1, \dots$$

car nous ne disposons, du moins à ce jour, d'aucun moyen de former des états ayant les nombres quantiques d'un E ($B = 1, S = 2$). Cette restriction rend l'analyse très difficile.

Nous devons formuler des hypothèses concernant les mécanismes de production ainsi que les interférences dans les états finals souvent mal connues, qui grèvent les conclusions concernant le spin, la parité, la largeur et même parfois l'existence d'un état résonant.

Ensuite les sections efficaces de production des états finals intéressants sont très petites -de l'ordre de quelques dizaines de μb - et décroissent rapidement avec l'impulsion du faisceau incident ($\sigma \sim 1/p^4$), car le mécanisme de production est principalement l'échange de baryon ⁽¹⁷⁾ (Figure 7). Par conséquent, d'une part les statistiques dont nous disposons pour une telle étude sont très faibles, d'autre part une résonance donnée n'est bien observable que dans un domaine très restreint d'impulsions initiales, au dessus du seuil et avant que la section efficace de production ne devienne trop petite. Ajoutons à cela que les accélérateurs actuels fournissent des flux de mésons K^- beaucoup plus faibles que ceux de protons ou de mésons π .

Enfin, en raison des topologies compliquées des états finals, toutes les données expérimentales proviennent de chambres à bulles, et l'on sait le traitement laborieux qu'elles nécessitent.

Dans ce chapitre, nous allons décrire les résultats que nous avons obtenus, en les situant par rapport aux données antérieures et aux prévisions du modèle $SU(3)$. Nous commencerons

TABLEAU 3
Etats finals utilisés dans notre
expérience pour l'étude des
résonances ϕ et f^*

Réaction	Nombre ¹⁾ d'événe- ments	Nombre de contraint + p.e.	Réaction	Nombre ¹⁾ d'événe- ments	Nombre de contrain- tes
$\Xi^- \pi^+ K^0$	281 $\left\{ \begin{array}{l} 119 \\ 162 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 4 \\ 1 \end{array} \right.$	$\Lambda \bar{K}^0 K^0$	151 $\left\{ \begin{array}{l} 29 \\ 132 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 4 \\ 1 \end{array} \right.$
$\Xi^- \pi^0 K^+$	103		$\Sigma \bar{K}^0 K^+$	54	4
$\Xi^- \pi^+ \pi^- K^+$	129	4	$\Sigma^- K^0 K^+$	35	4
$\Xi^- \pi^+ \pi^0 K^0$	95	1	$\Lambda \bar{K}^0 \pi^- K^+$	67	4
$\Xi^0 \pi^+ \pi^- K^0$	56	2	$\Lambda K^- \pi^+ K^0$	86	4
$\Xi^- \pi^+ \pi^0 K^0$	62	1	$\Sigma^- \bar{K}^0 \pi^0 K^0$	20	1
			$\Sigma^- \bar{K}^0 \pi^- K^+$	42 ²⁾	1
			$\Sigma^+ \bar{K}^0 \pi^+ K^0$	19 ²⁾	1
Total :	726		$\Sigma^- K^- \pi^+ \pi^0$	12	1
			Total	486	

1) Les nombres donnés représentent des événements effectivement observés sans correction pour les facteurs de visibilité des Λ et des K^0 , ou pour les différentes pertes dans la détection.

2) Les événements ayant un système $(\bar{K}^0 K^0)$ correspondant à une résonance ϕ ou f^* ont été exclus de cette analyse.

par l'étude des propriétés du $E(1530)$, puis nous essayerons d'interpréter la situation dans la région 1700-2000 MeV, avant de faire quelques observations sur la région supérieure.

Le Tableau 3 présente les états finals effectivement utilisés pour l'étude des résonances E , ainsi que le nombre réel d'événements correspondant à chaque réaction.

Dans le Tableau 4 nous donnons quelques caractéristiques des expériences qui ont contribué à l'étude des résonances E et auxquelles nous allons nous référer.

TABLEAU 4

Laboratoires	P_{k^-} (GeV)	Cible	Importance statistique	Sujet abordé	Réf.
Brookhaven National Lab. et Syracuse Univ. (BNL-S)	2,24	proton	2evt/ μ b	E(1530)	(18,19)
University of California, Los Angeles (UCLA)	1,8	proton	~1evt/ μ b	E(1530)	(20,22)
Bergen-CERN-Ec.Polytechnique Rutherford-London (BCERL)	3,5	CF ₃ Br	1evt/ μ b	E(1700)	(23)
Ecole Polytechnique Saclay-Amsterdam (EPSA)	3,0	proton	4evt/ μ b	E(1630) E(1950)	(24,25)
Lawrence Radiation Laboratory (LRL)	$\frac{1}{2} \div 1,7$	proton	10,5evt/ μ b	E(1630)	(26)
	2,5 $\div$ 2,7		~14evt/ μ b	E(1800) E(1950)	(27-31)
University of Maryland	4,25	proton	5,3evt/ μ b	E(1530)	(32)
Munich-Berlin-CERN- London-Vienna (ABCLV)	10	proton	5,8evt/ μ b	E(2150) E(2500)	(33)
Brookhaven National Lab. et Syracuse Univer. (BNL-S)	3,9	proton	10evt/ μ b		
	4,6; 5		18evt/ μ b	E(1825) (1950), (2030)	(34-36)
Brookhaven National Laboratory (BNL)	3,6	deuterium	5evt/ μ b		
	3,9		20evt/ μ b	E(1825)	(37)
Princeton-Maryland- Syracuse-Tufts (BMST)	1,47	proton	30evt/ μ b	E(1530), (1630) (1825), (1950)	(38-40)
Oxford Bubble Chamber Group	6,15	proton	4evt/ μ b	E(1530)	
	3,3		6,6evt/ μ b	E(1630)	(41)
Notre expérience : Ecole Polytechnique-Saclay (EPS)	3,95	proton	~12evt/ μ b	E(1530) (1700-2000)	

III § 1 La Résonance E (1530)

La résonance E (1530) est, comme nous l'avons déjà dit, la seule résonance d'étrangeté $S = -2$ dont l'existence soit bien prouvée. Elle a été étudiée dans un grand nombre d'expériences (15-22), (26-32), (38-41).

Sa masse (~ 1530 MeV) est inférieure à celle des systèmes $E\pi$ (~ 1585 MeV) et $Y\bar{K}$ (~ 1600 MeV) ; son seul mode de désintégration est donc $E(1530) \rightarrow E(1320) + \pi$.

La détermination de son spin isotopique ($I = 1/2$) peut être considérée comme sûre (19,20,29).

Il est admis que les valeurs de son spin et de sa parité sont $J^P = 3/2^+$ (19,20,29), quoique l'hypothèse $J > 3/2$ n'ait pu être écartée expérimentalement.

Les valeurs de sa masse et de sa largeur données dans les dernières tables du "Particle Data Group" (15) sont :

$$\begin{aligned} M &= (1528,9 \pm 1,1) \text{ MeV} \\ \text{(III.2)} \quad \Gamma &= (7,3 \pm 1,7) \text{ MeV} \end{aligned}$$

Nous allons discuter en détail la détermination de ces valeurs à partir de nos données expérimentales, après avoir brièvement présenté les caractéristiques de production.

III § 1.1 Production du E (1530)

Nos résultats sont fondés sur l'ensemble des événements comportant un E dans l'état final (voir Tableau 3).

La Planche VI représente le diagramme de Dalitz pour les états finals à trois corps,

$$(III.3) \quad K + p \rightarrow E + \pi^0 + K$$

et ses projections sur les axes des carrés des masses $(E\pi)$ et $(K\pi)$. Nous voyons clairement apparaître le pic du E(1530) dans la masse effective du système $E\pi$, ainsi que le K^* (890) dans la masse $K\pi$.

Les Planches VII A et B montrent les diagrammes triangulaires $M^2(E\pi)$ en fonction de $M^2(K\pi)$ pour les réactions à quatre corps,

$$(III.4) \quad \begin{aligned} K + p &\rightarrow E + \pi^+ + \pi^- + K \\ K + p &\rightarrow E + \pi^0 + \pi^0 + K \end{aligned}$$

Nous y constatons également une forte production de E (1530).

Enfin sur la Planche XII on peut voir la distribution des carrés des masses effectives $(E\pi)^0$ et $(E\pi)^+$, pour l'état final :

$$(III.5) \quad K + p \rightarrow E + \pi^+ + \pi^- + \pi^0 + K$$

Le signal du E(1530) est encore très clair.

Pour le calcul des sections efficaces de production du $E(1530)$, nous avons employé la méthode décrite dans le Chapitre II en déterminant le nombre d'événements correspondant à la résonance après élimination du fond non-résonant. Les résultats sont donnés dans le Tableau 5. Ils tendent à confirmer les hypothèses que nous avons faites sur le mécanisme de production des systèmes $(E\pi)$ et $(K\pi)$ d'isospin $1/2$, lors de la détermination de la section efficace totale de production du $E^0(1320)$ (voir Chapitre II § 2.1). En effet, si nous admettons que les réactions à quatre corps sont de la forme $(E\pi)_I \quad 1/2 + (K\pi)_I \quad 1/2$, nous obtiendrons pour les rapports des sections efficaces,

$$(III.6) \quad R_1 = \frac{\sigma(E^0(1530) + K^+ + \pi^-)}{\sigma(E^0(1530) + K^0 + \pi^0)} \quad \text{et} \quad R_2 = \frac{\sigma(E^0 + \pi^- + K^+(890))}{\sigma(E^- + \pi^0 + K^+(890))}$$

la valeur 2 ; nos résultats expérimentaux sont,

$$III.7 \quad R_1 = 4,7 \pm 2,6$$

$$R_2 = 2,0 \pm 0,1$$

Les distributions angulaires du $E(1530)$ pour les réactions à trois, quatre et cinq corps, sont présentées sur la Planche VIII. Ainsi que nous pouvons le constater, cette résonance est produite de préférence vers l'avant, confirmant l'échange de baryon comme mécanisme dominant dans les réactions de productions d'états E .

TABLÉAU 5
Sections efficaces de production
du $E(1530)^+$ et du $K^*(890)$

Etat final	$\sigma(\mu b)$	Etat final	$\sigma(\mu b)$
$E^0(1530)K^0$	5 ± 1	$E^-(1530)K^+$	$4,5 \pm 1,5$
$E^+K^{*0}(890)$	/	$E^-K^{*+}(890)$	$12 \pm 1,5$
$E^0(1530)K^{*0}(890)$		$E^-(1530)K^{*+}(890)$	14 ± 4
$E^0(1530)K^+\pi^-$	$9,5 \pm 2$	$E^-(1530)K^0\pi^+$	13 ± 4
$E^+K^{*0}(890)\pi^-$	10 ± 4	$E^-K^{*+}(890)\pi^+2)$	8 ± 2
$E^+K^{*0}(890)\pi^0$	/	$E^-K^{*+}(890)\pi^+2)$	5 ± 2
$E^0(1530)K^+\pi^-$		$E^-(1530)K^0\pi^+$	/
2 ± 1			

1) Hors $K^{*+}(890)$

2) Hors $E(1530)^+$

III § 1.2 Masse et Largeur du $E^0(1530)$

Pour une détermination précise de la masse et de la largeur du $E(1530)$, nous nous sommes limités à l'étude de l'état neutre $E^0(1530)$ se désintégrant en $E^- + \pi^+$, car il est plus abondant dans notre lot d'événement. De plus, cet état final est le seul à ne présenter que des particules chargées, pour lesquelles nous pouvons mesurer indépendamment les impulsions. Nous disposerons alors du maximum de contraintes pour l'ajustement cinématique de la réaction, et par là-même des erreurs les plus faibles.

La Planche IX montre la distribution des masses effectives du système $E^- \pi^+$ dans la région du $E^0(1530)$, pour tous les états finals produits dans notre expérience ; la courbe est un produit de convolution entre une fonction de Breit-Wigner qui décrit la résonance,

$$\text{III.8} \quad F_{B.W} (x) = \frac{x_0 \Gamma}{(x - x_0)^2 + x_0 \Gamma^2}$$

et une distribution Gaussienne

$$\text{III.9} \quad F_G (x) = \frac{F_0}{\sqrt{2\pi} \sigma} e^{-\frac{(x-x_0)^2}{2\sigma^2}}$$

qui introduit l'erreur expérimentale σ affectant une détermination de la masse du système $E\pi$, plus un fond non-résonant^{†)}.

†) par x nous avons désigné le carré de la masse dans les formules (III.8) et (III.9).

L'effet de barrière centrifuge sur la largeur a été négligé dans la formule (III.8). En supposant un rayon d'interaction de l'ordre du fermi on peut évaluer la variation de Γ à 25% sur l'intervalle $-\Gamma/2, +\Gamma/2$, c'est-à-dire 2,8 MeV. La correction qui s'ensuit est inférieure à l'erreur donnée sur la détermination.

Pour atteindre les estimations de la masse et de la largeur, il nous faut donc évaluer premièrement la contribution de l'erreur expérimentale (détermination de σ), deuxièmement apprécier l'importance du fond non-résonant.

a) L'estimation de l'erreur expérimentale σ pour notre lot d'événements a été faite par deux méthodes :

1°) Le programme "GRIND" attribue, lors de l'ajustement cinématique d'une réaction, une erreur à la valeur qu'il fournit pour la masse effective du système (E_{π}). La distribution de ces erreurs nous permet une évaluation de la résolution expérimentale. Dans notre cas, $\sigma = \pm 1,8$ MeV.[†]

2°) L'étude des largeurs apparentes des distributions de masse pour les $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ et $K_1^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ nous permet d'atteindre directement la distribution Gaussienne et de mesurer $\sigma(\sigma_{\Lambda} = \pm 1,1$ MeV ; $\sigma_{K_1^0} = \pm 4,4$ MeV).

Les désintégrations en deux particules dépendent de deux paramètres : l'impulsion (p) et l'énergie disponible (Q) dans le système du centre de masse de la particule qui se désintègre. Nous considérons en première approximation que σ est une fonction linéaire de ces deux paramètres, partiellement déterminée par le Λ et le K_1^0 .

†: Il s'agit là d'erreurs pour un ajustement qui tient compte des contraintes à l'apex principal et aux deux apex du E^- et du Λ . La valeur moyenne de σ n'est pas sensible au fait que le Λ ait été mesuré ou non ; elle est un peu plus élevée pour les événements avec une particule manquant à l'apex principal.

La Figure 8 nous montre que le point correspondant au $E^0(1530) \rightarrow E^- \pi^+$

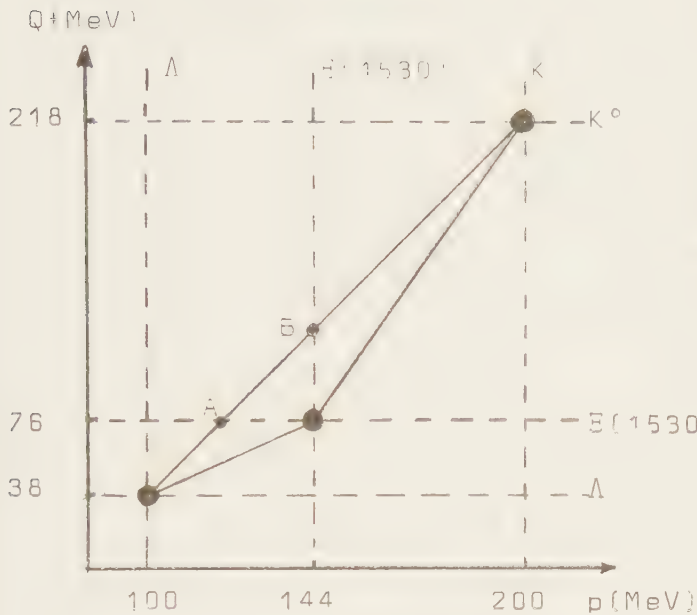


Figure 8

est peu éloigné de la droite passant par le Λ et le K^0 . Il nous semble donc qu'une évaluation satisfaisante nous est donnée en considérant les valeurs de σ correspondant aux deux interpolations respectivement par rapport à Q et à p seulement (les points A et B sur la Figure 8).

Nous obtenons ainsi les valeurs,

$$\sigma_p \approx \pm 2,7 \text{ MeV}$$

$$\sigma_Q \approx \pm 1,9 \text{ MeV},$$

qui ne sont pas en contradiction avec la valeur obtenue par la première méthode.

Par la suite, nous allons considérer que σ vrai est compris entre ces deux valeurs.

La juste appréciation de l'intensité du fond non-résonant est très importante dans cette analyse. Nous avons supposé une distribution du fond conforme à l'espace de phase, et pour trouver sa normalisation nous l'avons ajusté à la distribution expérimentale de la masse ($E^- \pi^+$) en dehors de la région du $E^0(1530)$. La valeur ainsi obtenue est de 0,45 événements par MeV.

Cependant, l'estimation de la largeur de la résonance est extrêmement sensible à l'importance du fond. En conséquence, l'incertitude sur la valeur de Γ provient essentiellement de l'erreur considérée pour cette détermination, c'est-à-dire de l'intervalle de confiance que l'on a choisi. Pour illustrer cet effet, nous présentons sur la Figure 9 la variation de la largeur en fonction de la résolution en masse pour plusieurs

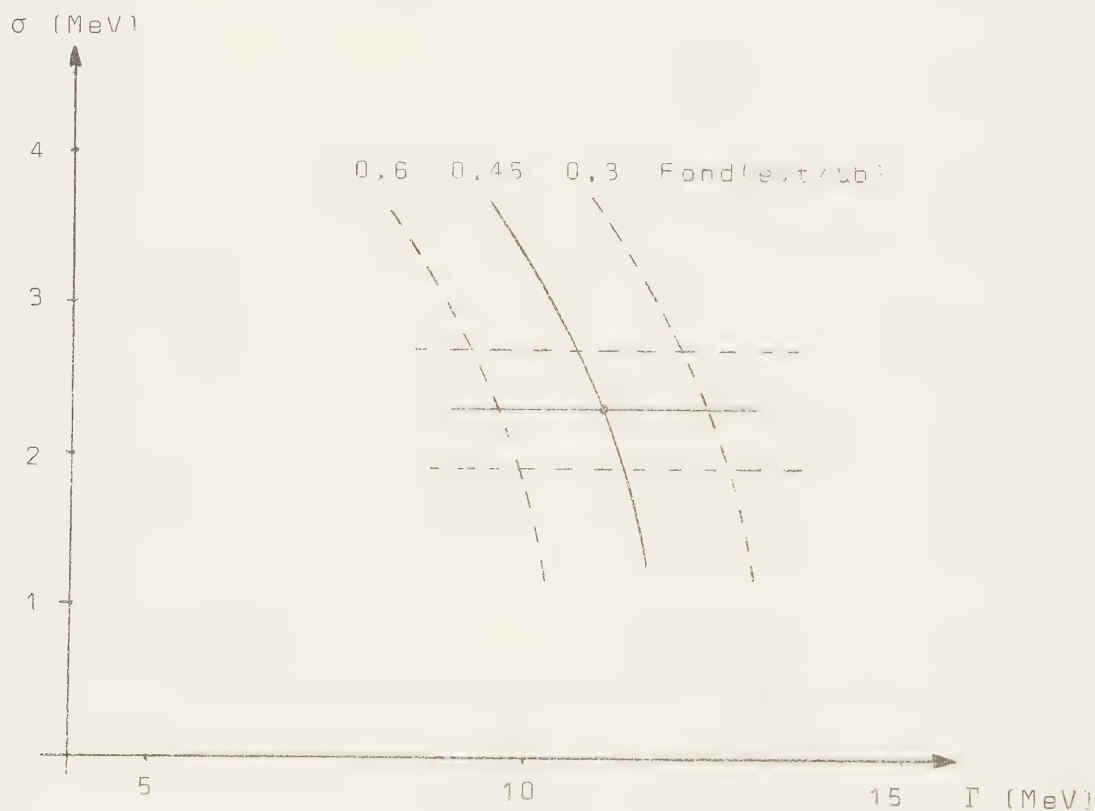


Figure 9

valeurs du fond non-résonant issues d'un ajustement par maximum de vraisemblance. Les lignes en tirets correspondent aux valeurs

extrêmes admises pour l'intensité du fond et pour la résolution expérimentale ; elles fournissent l'erreur avec laquelle nous estimons avoir déterminé la valeur de la largeur.

L'ajustement des données expérimentales (Planche IX), avec les considérations précédentes, nous conduit pour la masse et la largeur du $\Sigma^+(1530)$ aux valeurs^{†)} :

$$(III.10) \quad \begin{aligned} M &= 1531.4 \pm 0.8 \text{ MeV} \\ \Gamma &= 11.0 \pm 2.0 \text{ MeV} \end{aligned}$$

Il est intéressant de remarquer que les résultats obtenus dans notre expérience sont différents des moyennes mentionnées dans les plus récentes Tables du "PDG"⁽¹⁵⁾ (voir formule (III.2)). Dans le Tableau 6 nous avons réuni tous les résultats publiés jusqu'à présent sur la masse et la largeur du $\Sigma^+(1530)$, afin de permettre une comparaison avec ceux que nous tirons de notre lot d'événements. On peut constater que les valeurs les plus récentes (32, 36, 40, 41) sont beaucoup plus proches des nôtres que des moyennes fournies par le "PDG".

Essayons de situer nos résultats dans le cadre du modèle SU(3). Celui-ci prévoit des constantes de couplage identiques pour les désintégrations de tous les membres d'un multiplet donné, en un baryon de spin-parité $1/2^+$ et un méson 0^- . En nous référant pour plus de détails à l'article⁽⁴²⁾ dont nous suivons la démarche, notons que la constante de couplage g , pour un décuplet, est liée à la largeur partielle Γ_i par la formule

$$(III.11) \quad \Gamma_i = C_i^2 g^2 B_i \frac{M}{M_R} B_i$$

†) Nos déterminations pour la masse du Λ et du K^0 sont :
 $M_\Lambda = 1115.8 \pm 0.4 \text{ MeV}$; $M_{K^0} = 498.2 \pm 0.2 \text{ MeV}$.

Elles diffèrent des valeurs moyennes mondiales respectivement de 0,2 et 0,4 MeV; ceci suggère une erreur systématique sur la mesure de la masse $\Delta M^2 \sim 0,4 \times 10^{-3} \text{ GeV}^2$. L'erreur systématique sur la masse du $\Sigma(1530)$ est alors de 0,14 MeV. Elle est incluse dans l'erreur indiquée.

TABLEAU E
Valeurs expérimentales pour la masse
et la largeur du $E^0(1530)$

Expérience	Masse (MeV)	Largeur observée (MeV)	Largeur "vale" (MeV)
BNL.S (19)	$1528,7 \pm 1,1$	$8,5 \pm 3,5$	-
UCLA (20,21)	1529 ± 5	-	7 ± 2
LRI	(26) 1532	9 ± 3	7 ± 7
	(31) -	-	7,3
Maryland (32)	$1533,6 \pm 4,8$	$13,2 \pm 5,7$	-
BNL.S (36)	1533 ± 1	$11,0 \pm 2,5$	
BMS ^T (40)	1531 ± 1	13 ± 2	
Oxford (41)	1531 ± 1	8 ± 2	
Notre exp. (EPS)	$1531,4 \pm 0,8$	$12,6 \pm 1,4$	11 ± 2
Particle (15) Data Group	$1528,9 \pm 1,1$		$7,3 \pm 1,7$

où i caractérise le mode de désintégration,

$-C_i$ est un coefficient de Clebsch-Gordan pour le multiplet considéré,

$-B_i$ est le facteur de barrière centrifuge,

$-M$ et M_R sont les masses du proton et de la résonance considérée,

$-p_i$ est l'impulsion dans le centre de masse de la désintégration.

Le modèle SU(3) classe le $\Xi(1530)$ dans le décuplet $3/2^+$, avec le $\Delta(1236)$, le $\Sigma(1385)$ et le $\Omega(1670)$. Le $\Xi(1530)$ ne présentant qu'un mode de désintégration, sa largeur totale peut être utilisée pour ajuster la valeur de la constante de couplage du décuplet.

Décuplet $3/2^+$

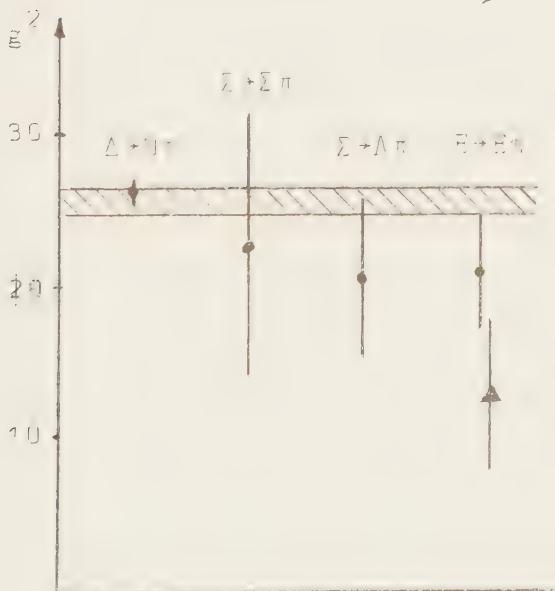


Figure 10

Sur la Figure 10 on peut voir les valeurs obtenues pour chaque membre du décuplet ; pour le $\Xi(1530)$ nous avons marqué par un triangle la valeur correspondant à la largeur donnée par le "PDG" et par un cercle, celle qui est fournie par notre expérience. Le résultat de l'ajustement, muni de son erreur, est figurée par une surface hachurée ; le x^2 en est 2,74 (pour trois contraintes). Avec les moyennes données par les

tables du "PDG" il était de $6,3^{+1}$.

Tenant compte de ces faits, nous pensons avoir donné une détermination de la masse et de la largeur du $E(1530)$ plus exacte que les valeurs moyennes généralement admises à l'heure actuelle.

III § 2 La Résonance $E(1630)$

Cette résonance a été observée pour la première fois dans les interactions K^-p à 2,9 GeV/c par la collaboration Brandeis-Maryland-Syracuse-Tufts (BMST) ^(38,40) ; les auteurs ont observé un pic dans la distribution de la masse effective $(E\pi)^0$ des états finals à trois corps, avec pour masse et largeur les valeurs :

$$\begin{array}{lcl} \text{III.12} & M = & 1635 \pm 10 \text{ MeV} \\ & \Gamma & (57 \pm 18) \text{ MeV} \end{array}$$

Ils donnent 3 μb comme section efficace de production de la résonance.

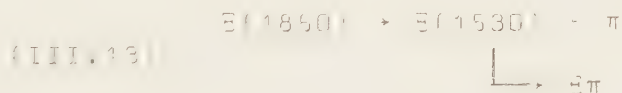
Ces résultats ont été confirmés récemment par le groupe d'Oxford ⁽⁴¹⁾ dans des interactions K^-p également, à

^{†)} Je veux remercier ici D.E. Plane pour l'aide qu'il m'a apportée en réalisant l'ajustement sur les valeurs que je lui ai fournies avec les moyens mêmes utilisés pour les résultats figurant dans son article ⁽⁴²⁾. Sa connaissance des problèmes liés au modèle SU(3) m'a également beaucoup éclairée sur ce sujet.

plus haute énergie (3,2 GeV/c) mais pour le canal ($E\pi$) dans les réactions à quatre corps.

Nous avons cherché à mettre en évidence cette résonance dans nos données, mais, ainsi que l'on peut le constater en examinant les planches X et XI relatives respectivement aux états finals à 3 et 4 corps, on ne voit aucune accumulation à son niveau. Il est vrai que si l'on admet une décroissance de la section efficace de sa production en p^4 (voir page 35), d'après la valeur donnée par le groupe BMST à 2,9 GeV/c on attend à notre énergie environ 5 événements au-dessus du fond, ce qui est insuffisant pour tirer une quelconque conclusion quant à l'existence du $E(1630)$.

Sur la Planche XII, présentant la distribution du carré de la masse ($E\pi$) dans la réaction à cinq corps (III.5) on aperçoit une bosse à la hauteur du $E(1630)$, tant dans le système d'isospin $I = 1/2$ (Planche XIIa), que dans le système d'isospin $I = 3/2$ ($E^-\pi^-$) (Planche XIIb), ce qui est plus surprenant. Elle nous semble être le reflet d'une autre résonance E , de masse environ 1850 MeV, se désintégrant en $E(1530) + \pi$ selon le schéma



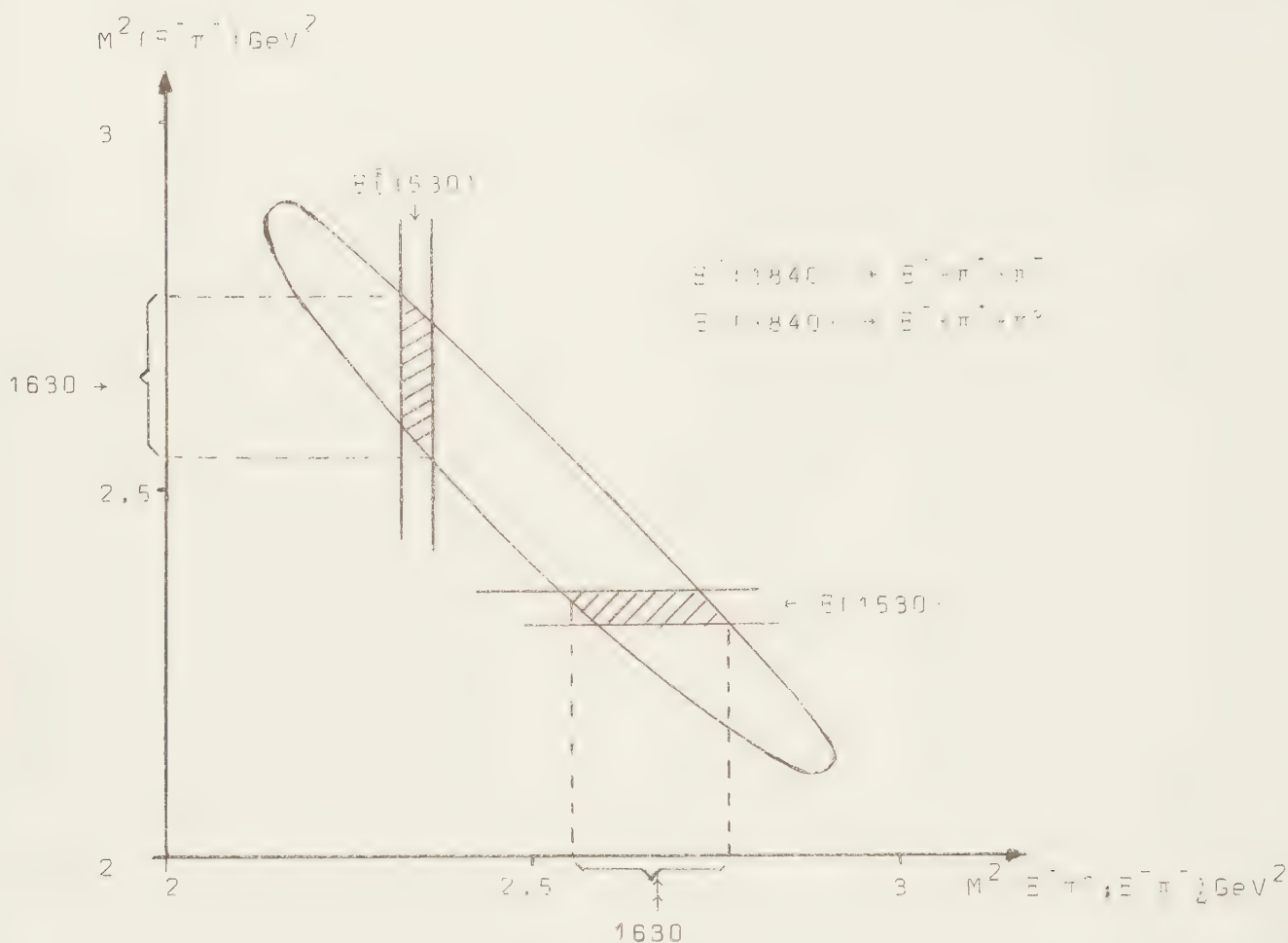


Figure 11

Sur la figure 11 nous montrons le diagramme de Dalitz pour un système $(E\pi)$ de masse 1840 MeV et les bandes correspondant à la masse du $E(1530)$; on peut constater qu'une désintégration en chaîne du type (III.13) a pour effet de produire une accumulation d'événements autour de 1630 MeV dans le système $(E\pi)$. Or on observe un pic à environ 1650 MeV dans la distribution de la masse effective $(E\pi\pi)$ (Planche XIV). Si nous admettons alors (voir plus loin) l'existence à cette masse d'une résonance se désintégrant selon le mode (III.13), nous ne pouvons considérer la bosse de la Planche XII comme due au $E(1530)$.

En conclusion, nous ne trouvons dans nos données aucune indication concernant la production de la résonance $E(1630)$. Rappelons simplement que l'énergie initiale de notre expérience favorisait peu son étude.

III § 3 Région de masse entre 1700 et 2000 MeV

Une confusion considérable règne encore dans le domaine des résonances E de masses comprises entre 1700 MeV et 2000 MeV. Le modèle SU(3), ou du moins une certaine interprétation de celui-ci nous fait attendre quatre résonances dans cet intervalle ⁽⁴²⁾ et les résultats expérimentaux laissent entrevoir au moins deux résonances, trois probablement ⁽¹⁵⁾. Nous avons mentionné au début de ce chapitre les difficultés de l'étude expérimentale, aussi ne prétendons-nous pas apporter une solution définitive en présentant les résultats d'une méthode d'analyse que nous avons développée particulièrement pour ce problème.

Examinons les distributions de masse effective pour les réactions comportant un E , prises isolément (Planches X, XI et XIV). Elles s'éloignent fort de l'espace de phase et présentent une nette accumulation dans la région (1700-2000) MeV. Nous observons le même phénomène dans les réactions de type $Y \bar{K} K$ (Planches XV et XVI). La faible signification statistique des structures résonantes que l'on peut y deviner, ne nous en permet pas l'étude. Aussi, pour approfondir l'analyse, devons-nous ajouter plusieurs distributions.

III § 3.1 Méthode d'analyse

On peut aborder ce problème par deux méthodes classiques :

- Sommer les distributions de masse des systèmes correspondant à un mode de désintégration donné, c'est-à-dire $E\pi$, $E\pi\pi$, $Y\bar{K}$, $Y\bar{K}\pi$, sans tenir compte de la réaction de production. Dans ce cas nous mélangeons des événements produits par des mécanismes différents en perdant tout espoir d'éliminer les réflexions (voir page 35).

- Réunir dans la même analyse des états finals qui présentent les mêmes caractéristiques de production. Nous perdons alors l'information concernant les divers modes de désintégration d'une résonance.

Nous avons choisi la deuxième voie, après avoir étudié les deux, car il nous a semblé que l'information concernant les divers modes de désintégration était bien faible dans notre cas par rapport à la confusion introduite par les réflexions.

L'analyse des sections efficaces (voir Chapitre II § 2.1) nous a mené à regrouper les systèmes baryoniques d'étrangeté $S = -2$ produits en association soit avec un méson K^0 , soit avec un système $(K\pi)^0$. Les systèmes associés à un méson K^0 (sauf pour les états finals à trois corps) présentent des masses assez élevées. Aussi serons-nous mieux placés pour étudier la région de masse (1700-2000) MeV, dans les systèmes associés à un $(K\pi)$.

III § 3.2 Etude de la distribution de masse des systèmes associés à un $(K\pi)^0$

La Planche XVIII présente la distribution du carré de la masse des systèmes associés à un $(K\pi)^0$; elle est obtenue par addition des distributions figurant sur les Planches XI, XIV et XVI. La courbe tracée en point-tiret représente une distribution conforme à l'espace de phase, normalisée au nombre total d'événements. A l'examen, on distingue trois pics espacés d'environ 100 MeV, aux niveaux de ~ 1750 , 1850 et 1950 MeV ;

les deux premiers pourraient toutefois être considérés comme l'effet d'une seule résonance de largeur plus grande.^{†)}

Pour aller plus loin dans l'analyse de ces données nous en avons tenté l'ajustement par une fonction somme de trois distributions Breit-Wigner (de masses et largeurs libres) et d'un fond. Le problème est alors de représenter ce fond. Nous avons utilisé deux types de paramétrage : exprimer le fond comme somme pondérée des espaces de phase correspondant aux différentes réactions ; le décrire par un polynôme du troisième degré en masse.

Les résultats de ces ajustements sont figurés par des courbes respectivement en tirets et en traits pleins sur la Planche XVIII. La méthode de pondération des espaces de phase donne des résultats moins satisfaisants que l'ajustement d'un fond polynomial, ce qui s'explique aisément : elle ne tient pas compte des différences entre les sections efficaces de production d'une résonance dans des états finals donnés car, comme nous l'avons dit, chaque réaction ne peut pas être analysée séparément. Nous donnons ainsi au fond des structures qu'il n'a pas et c'est pourquoi un simple polynôme empirique est plus adéquat.

Pour l'essentiel les résultats des deux ajustements sont néanmoins semblables : nous obtenons une résonance au niveau du (1930) dont l'existence semble bien confirmée maintenant, ainsi que deux résonances assez étroites (de largeur environ 50 MeV) avec des masses respectives de 1760 MeV et 1840 MeV.

†) Nous avons essayé d'améliorer la signification statistique de ces effets en ne considérant que les événements à petit transfert d'impulsion. Une telle coupure appauvrit trop la statistique pour renforcer l'effet.

Comme nous l'avons dit plus haut, la possibilité d'observer une seule résonance plus large ayant une masse intermédiaire entre 1760 et 1840 MeV ne peut être exclue à priori. Nous avons essayé un ajustement dans cette hypothèse.

Tous les résultats que nous avons obtenus sont résumés dans le Tableau 7 dans lequel nous portons les valeurs des masses et des largeurs fournies par chaque ajustement, ainsi que la valeur correspondante de la fonction de vraisemblance. En les comparant, nous concluons que le meilleur ajustement des données est obtenu si l'on suppose l'existence de trois résonances E .

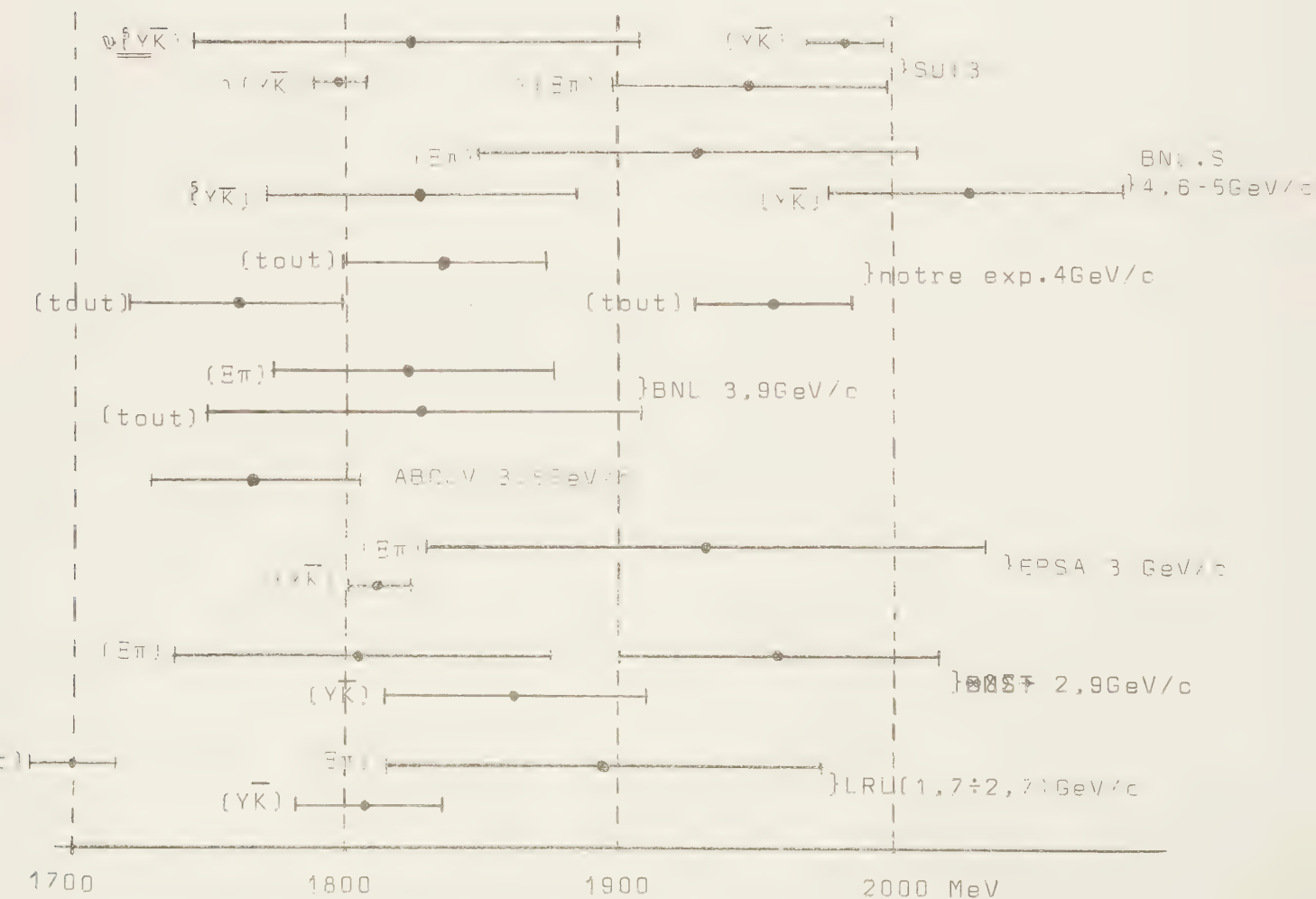


TABLEAU 7

Résultats fournis par les ajustements

Fond non résonant	Résonances ^{*)}	Masse (MeV)	Largeur (MeV)	Log V (V Vraisemblance)
Espace de phase	E(1530)	-	-	0
Espace de phase	E(1530) + 3 réso- nances	1762 ± 8 1838 ± 5	51 ± 13 58 ± 13	7,95
Polynomial	E(1530) + 3 réso- nances	1956 ± 6	35 ± 11	7,61
Polynomial	E(1530) + 2 réso- nances	1800 1956	150 35	5,29

*) La masse et la largeur du E(1530) ont été imposés dans tous les ajustements aux valeurs (IV.10).

Pour situer notre contribution dans le contexte général, nous avons représenté schématiquement dans la Figure 12 les résultats de toutes les analyses disponibles (voir Tableau 4), concernant les résonances E de masse (1700-2000) MeV. Pour chaque expérience nous indiquons la masse par un point et sa largeur par un segment de longueur proportionnelle; lorsque les auteurs les mentionnent séparément, nous distinguons entre les modes de désintégration $E\pi$ et $Y\bar{K}$. Nous faisons également figurer les prévisions du modèle $SU(3)$ ⁽⁴²⁾.

III § 3.3 Tentatives d'interprétation dans le cadre de $SU(3)$

Avant d'essayer une comparaison des prévisions du modèle $SU(3)$ avec les résultats expérimentaux, il nous semble utile de donner quelques précisions sur la façon dont elles ont été obtenues.

L'information expérimentale utilisée pour les ajustements comprend les masses, largeurs et rapports d'embranchement des résonances considérées comme bien établies⁽⁴²⁾. Les résultats sont les constantes de couplage (une seule dans le cas des singulets et des décuplets) et les angles de mixage octet-singulet dans le cas des nonets.

Pour les membres manquants des multiplets (en particulier les baryons E) les auteurs calculent les masses à partir de la formule de Gell-Mann et Okubo et les largeurs en utilisant les résultats des ajustements pour les constantes de couplage.

Nous faisons des réserves sur deux points de leur méthode:

Premièrement dans le calcul des largeurs le facteur

de barrière centrifuge considéré est $B_{\ell} = p_{\ell}^{21}$ (voir formule (III.11)), ce qui correspond au cas limite d'un rayon d'interaction nul. La seule justification en est le meilleur résultat des ajustements, en particulier pour le doublet $3/2^-$ dont tous les membres sont connus.

Deuxièmement dans le cas du nonet $1/2^-$ l'accord avec les données expérimentales est assez mauvais. Pour favoriser les désintégrations en nucléons par rapport à celles en hyperons, les auteurs introduisent un facteur de correction sur les constantes de couplage (suggéré par Gell-Mann) qui vise à tenir compte de la brisure de $SU(3)$. Ceci grève les résultats concernant l'angle de mixage octet-singulet et par conséquent la valeur de la masse du Ξ manquant.

Nous avons récapitulé dans le Tableau 8 les prévisions du modèle $SU(3)$. En voici les grands traits:

- une résonance étroite de masse 1985 MeV, visible uniquement en $Y\bar{K}$ et essentiellement en $\Sigma\bar{K}$;

- une autre résonance très étroite ($\Gamma \approx 15$ MeV) de masse 1800 MeV et de mode $Y\bar{K}$ dominant;

- deux bosses larges à 1825 et 1950 MeV, la première se désintégrant surtout en $Y\bar{K}$, la seconde plus abondante, au contraire, en $\Xi\pi$.

Situation peu réjouissante: quatre résonances entre 1700 et 2000 MeV, de masses très voisines deux par deux et présentant, pour deux d'entre elles, des largeurs d'environ 100 MeV. Seuls des modes de production fondamentalement différents pourraient laisser espérer leur séparation, leur étude en formation étant impossible.

TABLEAU 8
Prévisions du Modèle SU(3) (42)

Résonance	J^P (multiplet)	Masse (MeV)	Largeur (MeV)	Rapports d'embranchements
$\Xi(1800)$	$3/2^-$ (nonet)	1800	16	$\Xi\pi$ 25 % $\Sigma\bar{K}$ 31 % $\Lambda\bar{K}$ 44 % } 75 %
$\Xi(1825)$	$1/2^-$ (nonet)	1825	159	$\Sigma\pi$ 39 % $\Sigma\bar{K}$ 11 % $\Lambda\bar{K}$ 50 % } 61 %
$\Xi(1950)$	$5/2^-$ (octet)	1950	102	$\Xi\pi$ 64 % $\Sigma\bar{K}$ 19 % $\Lambda\bar{K}$ 17 % } 33 %
$\Xi(1985)$	$5/2^-$ (octet)	1985	30	$\Xi\pi$ 0 % $\Sigma\bar{K}$ 43 % $\Lambda\bar{K}$ 17 % } 100 %

Comment rapprocher ces prévisions des données expérimentales ?

Le $\Xi(1985)$, étroit et se désintégrant presque uniquement en $\Sigma\bar{K}$, pourrait être mis en évidence dans les états finals de type $\Sigma\bar{K}K$ où l'on s'attend à ce qu'il soit dominant. Dans nos données, les statistiques limitées ne nous permettent pas de tirer des conclusions sur l'existence d'un $\Xi(1985)$ par l'examen des systèmes $\Sigma\bar{K}$ isolés. La résonance Ξ de masse 2030 MeV trouvée par le groupe de BNL.S⁽³⁵⁾ est la seule qui pourrait être identifiée avec le $\Xi(1985)$, encore qu'on l'observe surtout dans les systèmes de $\Lambda\bar{K}$.

L'autre résonance étroite est attendue à 1800 MeV ; un état de masse voisine a été observé dans les systèmes $Y\bar{K}$, mais uniquement pour des impulsions incidentes inférieures ou égales à 3 GeV/c^(25, 27, 28). On peut spéculer sur son éventuelle identification avec la résonance prévue. Pourquoi ne l'observe-t-on pas à énergie plus haute ? Cela peut être dû à la chute de la section efficace de sa production lorsque l'impulsion incidente croît, ou bien à l'apparition d'une deuxième résonance beaucoup plus large et de masse à peu près égale, qui la noierait.

Dans ce cas aux impulsions incidentes d'environ 4 GeV/c, on n'observerait que deux états larges de masses approximatives 1800 et 1950 MeV, correspondant aux $\Xi(1825)$ et $\Xi(1950)$ prévus. Ceci est exactement la situation présentée par le groupe de BNL.S^(34,35) aux impulsions K^- de 4,6 GeV/c,

et 5 GeV/c, situation qui s'accorde aux résultats de l'ajustement que nous avons proposé avec deux résonances (voir Tableau 7).

Nous pouvons ainsi nous résumer :

<u>Masse (MeV)</u>	<u>Largeur (MeV)</u>	<u>Modes de dés.</u>	<u>Références</u>
1821	21	$\Upsilon\bar{K}$	25, 27, 28
1824	96	$\Upsilon\bar{K}, \Xi\pi, \Xi\pi\pi$	35, 37, 40 + nos résultats
1994	88	$\Upsilon\bar{K}, \Xi\pi, \Xi\pi\pi$	25, 31, 34, 40 nos résultats
2030	45	$\Upsilon\bar{K}$	35

Les valeurs indiquées ci-dessus sont les moyennes approximatives de toutes les données utilisables.

Nous pouvons tirer une autre interprétation, plus osée, en ne nous attachant qu'aux expériences K^-p à des impulsions supérieures à 3 GeV/c, c'est-à-dire celle de BNL.S et la nôtre.

Supposons que notre solution à trois résonances (Tableau 7) corresponde aux trois états $E(1800)$, $E(1825)$ et $E(1950)$ prévus par $SU(3)$, tandis que les résultats de BNL.S reflètent la production des états $E(1825)$, $E(1950)$ et $E(1885)$. La différence dans l'énergie initiale des deux expériences peut expliquer le fait que dans notre cas la production de la résonance de masse la plus basse est favorisée, tandis que dans le cas de BNL.S c'est au contraire

la résonance de masse la plus élevée qui apparaît plus clairement ; on voit d'ailleurs sur notre distribution Planche XVIII une petite accumulation d'événements au niveau de 2000 MeV, qui n'a pas de signification statistique, mais a la valeur d'un indice lorsqu'on considère les résultats de BNL.S.

Cette deuxième interprétation se traduit donc par :

<u>Masse</u>	<u>Largeur</u>	<u>Modes de désintégration</u>
1762 ± 8	51 ± 13	$\Upsilon\bar{K}, E\pi, E\pi\pi (E(1530)\pi)$
$1884 \pm 9,5$	$56,5 \pm 21$ $- 12$	$\Upsilon\bar{K}, E\pi, E\pi\pi (E(1530)\pi)$
1943 ± 10	$57,5 \pm 20,5$	$\Upsilon\bar{K}, E\pi$
2030 ± 10	45 ± 40 $- 20$	$\Upsilon\bar{K}$

Pour les deux résonances intermédiaires les valeurs sont les moyennes des résultats de BNL.S et des nôtres.

III § 4 Région de masses supérieures à 2000 MeV

L'énergie initiale de notre expérience la rend peu favorable à l'étude des états E de masse supérieure à 2000 MeV. Dans les systèmes associés à un $(K\pi)$ cette région est située à l'extrémité de l'espace de phase (Planche XVIII) ; aussi les seules distributions qui peuvent présenter un intérêt de ce point de vue sont celles des systèmes associés à un méson K^0 .

Elles sont présentées dans les Planches XIII et XVII pour les réactions à quatre corps et dans les Planches X et XV pour les états finals à trois corps.

Dans le système $(\Sigma\pi)$ (Planche XIII) on remarque un excès d'événements aux environs de 2200 MeV, tandis que dans les masses $(Y\bar{K}\pi)$ on observe un pic assez étroit au niveau de 2350 MeV. Ceci est en accord avec des résultats antérieurs publiés par la collaboration ABCLV ⁽³³⁾ qui observe ces deux résonances dans des interactions K^-p à 10 GeV/c, ainsi qu'avec celui de BNL-S ⁽³⁵⁾ qui trouve une résonance dans le système $(Y\bar{K})$ à ~ 2400 MeV.

La Planche XIX montre nos résultats globaux, concernant tous les systèmes $B = 1$, $S = -2$ produits en association avec un méson K^0 . Nous avons essayé d'effectuer un ajustement de la même façon que pour les systèmes associés à un ensemble $(K\pi)$, mais la statistique insuffisante et l'énergie initiale trop basse, ne nous permettent pas de tirer des conclusions valables.

Le seul multiplet pris en compte dans l'étude à laquelle nous nous référons pour le modèle $SU(3)$ ⁽⁴²⁾, qui soit susceptible de prévoir une résonance dans cette région de masse est le décuplet $7/2^+$ du $\Delta(1950)$ et du $\Sigma(2030)$. Le Ξ associé aurait une masse de 2160 MeV.

III § 5 Expériences prévues pour l'avenir

Nous venons d'exposer notre contribution à l'étude des résonances E . Elle est, nous l'avons vu, loin de clore la question. Regardons brièvement quels sont les projets d'expériences qui peuvent laisser espérer une amélioration de la connaissance de ce domaine.

1°) Une expérience d'étude des interactions K^-p à 7 GeV/c dans une chambre à streamer est prévue pour l'année 1971 par les laboratoires de Stanford (SLAC) et de Berkeley (LRL). Sa précision statistique (~ 270 événements/ μb) est près de quatre fois plus grande que celle des expériences antérieures.

2°) Un groupe de Brookhaven (BNL) se propose d'étudier les désintégrations du $E(1530)$ sur un lot de 3000 événements du type $K^-p \rightarrow E^-(1530) K^0$, et en particulier de chercher la désintégration radiative $E^-(1530) \rightarrow E^- \gamma$. La précision statistique de cette expérience correspond à ~ 100 événements/ μb .

3°) Dans la chambre à bulles de 2m du CERN qui a fourni notre lot d'événements, un groupe de physiciens de Pise et du CERN proposent l'étude des résonances E produites dans des interactions K^-p à 4,6 GeV/c avec une précision statistique correspondant à environ 50 événements/ μb .

De notre côté, nous entreprenons actuellement une expérience utilisant des chambres à streamers dans un faisceau d'hypérons. Les premiers résultats sont encourageants : nous obtenons une intensité d'environ $30 \Sigma^-$ par burst (à des impulsions comprises entre 15 et 20 GeV/c) et de $1 \Xi^-$ par burst ; de plus il est possible de doubler l'intensité du faisceau initial de protons. Ceci nous permet d'envisager l'étude des résonances Ξ par la réaction

$$(III.14) \quad \Xi^-(1320) + p \rightarrow \Xi^-(M > 1320) + N$$

en disposant de statistiques sans comparaison avec les précédentes.

CHAPITRE IV

REACTIONS A QUASI DEUX-CORPS Yf^* (1515)

ET $Y\phi$ (1019)

Nous avons vu au Chapitre II que les états finals comportant un système $\bar{K}K$ sont dominés par la production du méson ϕ ; on peut y mettre également en évidence, bien qu'en plus faible mesure, la production de la résonance f^* (1515). Cet effet rend un tel lot d'événements particulièrement riche en réactions à quasi deux corps.

Dans ce Chapitre nous allons présenter les résultats concernant les réactions du type



où par Y nous désignons les hypérons Λ ou Σ^0 .

Nous décrirons d'abord le canal Yf^* : la statistique dont nous disposons, plus forte que celle de la plupart des expériences antérieures, nous permet une détermination plus précise des valeurs de sa masse et largeur.

Dans le deuxième paragraphe nous présenterons les résultats concernant les sections efficaces des réactions $Y\phi$ et montrerons les caractéristiques de sa production.

Les états finals utilisés pour cette analyse sont présentés dans le Tableau 9. Pour les réactions

(IV.2)

il s'agit d'une analyse correspondant à un peu plus de la moitié du lot total.

Tableau 9

Etats finals utilisés pour l'étude des réactions V_f et V_c .

Réaction	Nombre d'événements	Nombre de contraintes cinématiques
$1 \times 1 \times 1$	10 { $2 \times$ $2 \times$	1
$2 \times 1 \times 1$	12	2 et 3
$1 \times 2 \times 1$	24	1
$1 \times 1 \times 2$	24	2
$1 \times 2 \times 2$	48	1
$2 \times 2 \times 1$	48	1

IV § 1 La réaction $\gamma \rightarrow f^*$

La résonance $f^*(1515)$ a été observée pour la première fois par un groupe de Brookhaven⁽⁴³⁾ dans le spectre des masses effectives $K_1^0 K_1^0$ provenant de la réaction

$$(I\ 1.3) \quad K^+ D \rightarrow \gamma + K_1^+ + K_1^0$$

à 4,6 et 5,0 GeV.

Son mode de désintégration en $K_1^0 K_1^0$ indique une conjugaison de charge positive et des valeurs $J^P = 0^+, 2^+, 4^+ \dots$ pour le spin et la parité. La valeur $J^P = 0^-$ étant en forte contradiction avec les caractéristiques de désintégration^(43,44), on considère que le f^* est une particule de spin 2 et de parité positive. Son spin isotopique est égal à zéro.

Dans le cadre du modèle des quarks et de SU(3) le f^* est placé dans le nonet 2^+ avec le $A_2(1300)$, le $K^*(1420)$ et le $f(1250)$.

Les valeurs de ses masse et largeur données par les Tables du "Particle Data Group"⁽¹⁵⁾ sont :

$$(I\ 1.4) \quad \begin{aligned} M &= (1514,0 \pm 4,9) \text{ MeV} \\ \Gamma &= (73,2 \pm 22,9) \text{ MeV} \end{aligned}$$

Elles représentent les moyennes pondérées de deux déterminations qui tout en étant compatibles en ce qui concerne la masse, sont assez différentes pour la largeur. La première, du groupe de Brookhaven⁽⁴³⁾ est $\Gamma = (87 \pm 15) \text{ MeV}$; la deuxième, donnée par R. Ammar⁽⁴⁴⁾, $\Gamma = (35 \pm 25) \text{ MeV}$.

IV § 1.1 Production du f^* (1966)

Sur la Planche XX nous présentons la distribution du carré de la masse effective du système $K_1^0 K_1^0$ dans la réaction :



Nous constatons que le trait dominant est un pic au niveau de 1500 MeV constitué essentiellement de paires de mésons $K_1^0 K_1^0$ produits vers l'avant ($\cos \theta^* \geq 0,6$).

Les Planches XXII A et B montrent également les distributions des masses $\bar{K}K$ pour les réactions



Ces distributions sont dominées par la production du ϕ dans les systèmes $K_1^0 K_2^0$ et $K^+ K^-$; on observe néanmoins une bosse à la hauteur du f^* .

La section efficace correspondant au canal



est à notre impulsion incidente, $\sigma(\bar{K}^0 K^0) = (12 \pm 3) \mu b^{(1)}$.

Pour obtenir la valeur totale correspondant à la production du f^* , nous tenons compte du rapport des coefficients Clebsch-Gordan pour la désintégration d'une particule de spin isotopique $I = 0$ en deux particules $I = 1/2$.

⁽¹⁾ Cette valeur tient compte du mode de désintégration $f^* \rightarrow K_2^0 K_2^0$, inaccessible à l'analyse expérimentale.

Nous obtenons ainsi $124 \pm 61 \mu\text{b}$ pour la section efficace de la réaction



à l'impulsion incidente de 3,95 GeV/c.

Sur la Figure 13 nous avons porté les autres valeurs données dans la littérature ⁽⁴³⁻⁴⁶⁾ pour les sections efficaces de la réaction (IV.8), en fonction de l'énergie totale dans le système du centre de masse de production ^(†).

†) La valeur que nous portons sur cette Figure pour l'impulsion de 4,25 GeV/c ⁽⁴⁵⁾ est une évaluation que nous faisons à partir de la section efficace correspondant au mode $f^* \rightarrow K_1^0 K_1^0$ donnée par les auteurs.

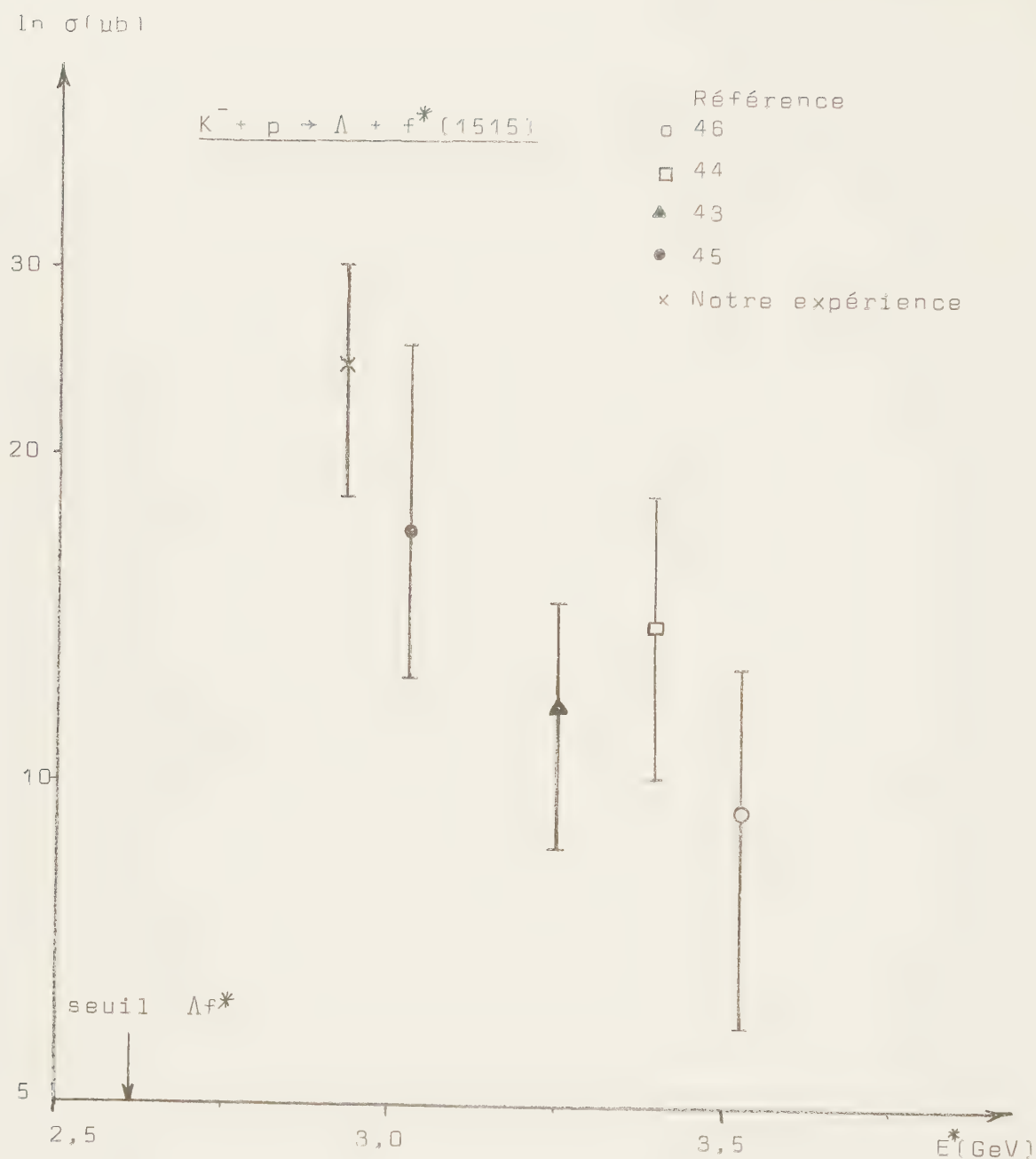


Figure 13

Les erreurs trop grandes de ces déterminations ne nous permettent de tirer aucune conclusion quant au comportement de la section efficace. Une dépendance en $1/p^2$ correspondant au mécanisme d'échange d'un méson étrange ⁽¹⁷⁾, peut s'accomoder avec les données.

Sur la Figure 14 nous montrons la distribution angulaire dans le système du centre de masse de la réaction, pour les événements Λf^* définis dans ce cas par une coupure en masse carrée du système $\bar{K}K$ entre 2,20 et 2,45 GeV^2).

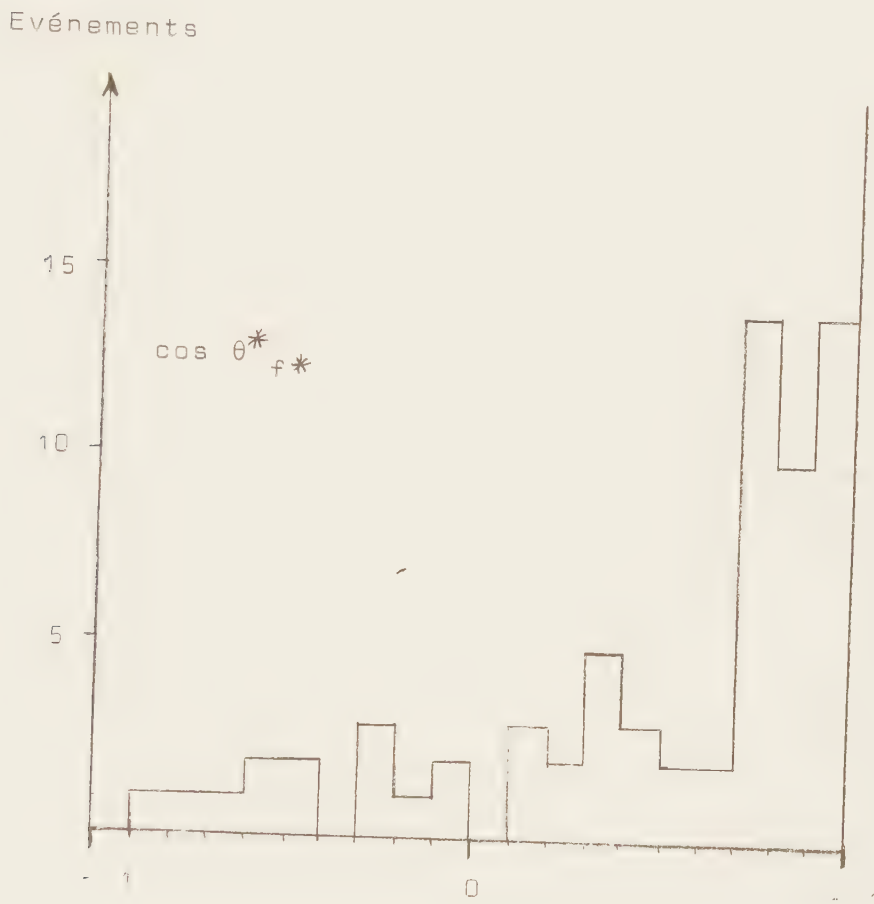


Figure 14

Nous constatons que le f^* est nettement produit vers l'avant, ce qui suggère bien un mécanisme de production par échange de méson étrange.

Les états finaux $\Sigma^0 K_1^0 K_1^0$ sont trop peu nombreux dans

notre lot d'événements pour nous permettre une analyse quelconque ; par contre dans le canal $\Sigma^0 K^+ K^-$, beaucoup plus abondant, nous n'observons pas de pic correspondant à la production du f^* , ainsi que le montre la Planche XXIII. Nous concluons que la réaction $K^- + p \rightarrow \Sigma^0 + f^*$ est très nettement défavorisée par rapport à Λf^* .

IV § 1.2 Masse et largeur du f^* (1515)

Pour obtenir les valeurs de la masse et de la largeur de la résonance, nous avons ajusté sur l'ensemble des distributions correspondant aux états finals $\Lambda \bar{K} K$ (Planches XX et XXII A et B) une fonction de Breit et Wigner (de masse et largeur libres) plus un fond selon l'espace des phases. La région du ϕ a été exclue de l'ajustement par une coupure en masse carrée à $1,35 \text{ GeV}^2$.

Le résultat, présenté sur la Planche XXI est

$$\begin{aligned} M &= (1521 \pm 21) \text{ MeV} \\ \Gamma &= (40 \pm 10) \text{ MeV} \end{aligned} \quad (\text{IV.9})$$

La valeur de Γ que nous obtenons se rapproche plus de la détermination de R. Ammar ⁽⁴⁴⁾ et tend à baisser la moyenne mondiale, en la rapprochant des prévisions théoriques ^(47, 48)†).

†) Il s'agit d'anciens calculs de Glashow et Socolow et il est utile de remarquer que la valeur de l'ajustement dépend des largeurs prises en compte pour les autres membres du nonet 2^+ ; en particulier celle du A_2 qui ne semble pas bien connue.

IV § 2 La réaction $\Upsilon + \phi$

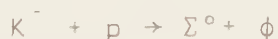
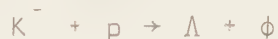
La résonance $\phi(1019)$ est bien connue à présent. Sa largeur très faible et la grande valeur de la section efficace de sa production par rapport à celle du fond non résonant, ont rendu son étude commode. Ses propriétés fondamentales sont bien établies ⁽¹⁵⁾ ; rappelons simplement que ses modes de désintégration dominants sont :



Les réactions $K^- p \rightarrow \Upsilon \phi$ sont abondantes dans les états finals $\Upsilon \bar{K} K$ et permettent ainsi de tester les prévisions théoriques sur la production des systèmes baryon-boson. Nous allons en donner les sections efficaces et quelques caractéristiques de production.

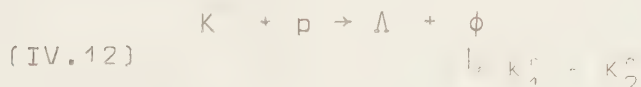
IV § 2.2 Sections efficaces,

Nous nous intéressons aux réactions :



Les Planches XXII A (respectivement B) montrent les distributions du carré de la masse effective des systèmes $K_1^0(K^0)$ (respectivement K^+K^-) associés à un Λ . Nous constatons qu'elles sont dominées par le pic du $\phi(1019)$ et que, en dehors de la production du $f^*(1515)$ dont nous nous sommes déjà occupés, le fond est très faible.

La section efficace de la réaction



est de $(22,4 \pm 3,5) \mu\text{b}$. En tenant compte du rapport d'embranchement $(\phi \rightarrow K^+ K^-) / (\phi \rightarrow K_1^0 K_2^0)$, nous obtenons pour la section efficace $\Lambda\phi$ correspondant au mode $\phi \rightarrow \bar{K}K$ la valeur $\sigma(\Lambda\phi) = (52 \pm 7) \mu\text{b}$.

$\ln\sigma(\mu\text{b})$

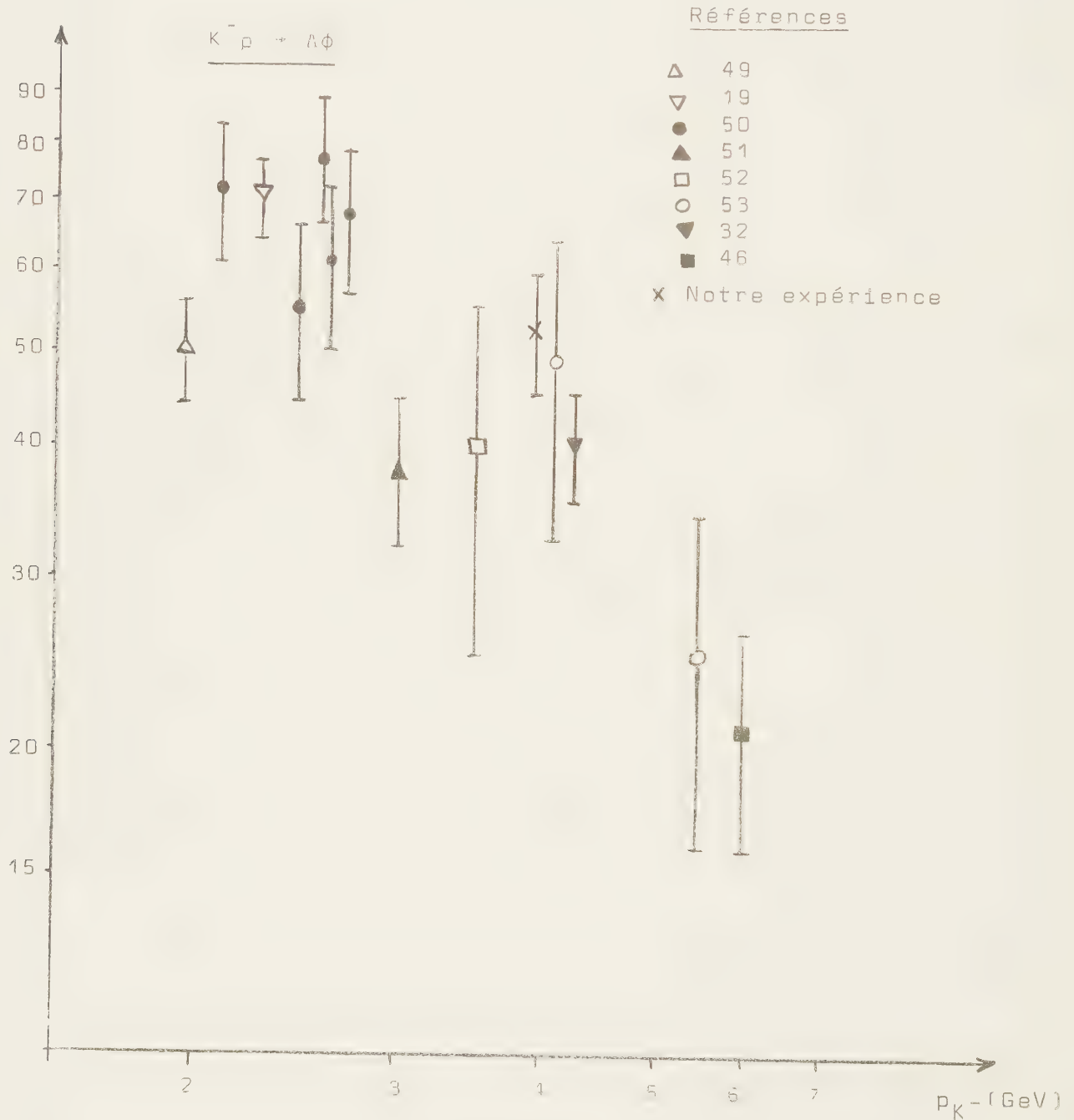
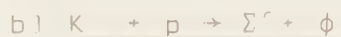


Figure 35

Sur la Figure 15 nous avons porté les valeurs dont nous avons pu disposer^(19, 32, 49-53) de $\sigma(\Lambda\phi)$ correspondant au $\phi \rightarrow \bar{K} K$, en fonction de l'impulsion du méson K^- incident. Nous constatons que pour les valeurs de l'impulsion suffisamment éloignées du seuil de la réaction, une dépendance de la section efficace en $1/p^2$ est compatible avec les données expérimentales. Ceci est en accord avec les résultats obtenus pour les autres réactions qui ont lieu par un échange de méson étrange⁽¹⁷⁾.



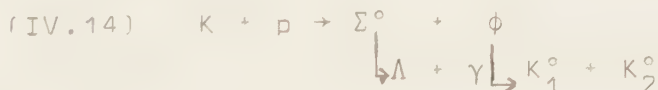
Dans cette réaction seul le canal correspondant à la désintégration chargée du $\phi (\rightarrow K^+ K^-)$ est directement accessible à l'observation.

Sur la Planche XXIII, qui montre la distribution du carré de la masse effective $K^+ K^-$ associée à un baryon Σ^0 , le pic du $\phi(1019)$ est prééminent.

Pour les états finals correspondant à la désintégration neutre du ϕ en $K_1^0 K_2^0$ nous ne pouvons pas faire une mesure directe de la section efficace. En effet, la réaction $\Sigma^0 \phi$ se trouve dans ce cas noyée dans les événements sans contraintes cinématiques du type



Nous avons toutefois tenté une méthode d'estimation du lot d'événements



en tirant profit des contraintes imposées par la largeur nulle du Σ^0 et la très faible largeur du ϕ .

Le problème consiste à séparer du lot total des événements du type (IV.13) les états

$$(IV.14) \quad K^- + \Lambda \rightarrow \Sigma^0 + \phi$$

pour lesquels les systèmes (Λ, α) et (K_1^0, β) forment respectivement un Σ^0 et un méson ϕ .

Du point de vue cinématique il s'agit donc de trouver six inconnues, les deux vecteurs impulsions $\vec{p}_\alpha$ et $\vec{p}_\beta$. La conservation de l'énergie et de l'impulsion nous fournit les quatre contraintes classiques

$$(IV.16) \quad \vec{p}_{K^-} + \vec{p}_p = \vec{p}_\Sigma + \vec{p}_\phi$$

$$E_{K^-} + E_p = E_\Sigma + E_\phi$$

Si nous ajoutons à celles-ci les deux contraintes apportées par les très petites largeurs des particules secondaires ($\Gamma_{\Sigma^0} = 0$; $\Gamma_\phi = 4 \text{ MeV}$) :

$$(IV.17) \quad \begin{aligned} M_{\Sigma^0}^2 &= (E_\Lambda + E_\alpha)^2 - (\vec{p}_\Lambda + \vec{p}_\alpha)^2 \\ M_\phi^2 &= (E_{K_1^0} + E_\beta)^2 - (\vec{p}_{K_1^0} + \vec{p}_\beta)^2 \end{aligned}$$

nous obtenons un système de six équations pour six inconnues. Donc un problème du deuxième degré à zéro contraintes.

Nous pouvons le résoudre en écrivant les conditions pour que le système ait une solution, en utilisant les valeurs mesurées de $\vec{p}_\Lambda$ et $\vec{p}_{K_1^0}$. Les erreurs sur ces quantités déterminent pour les inconnues un domaine d'incertitude difficile à évaluer. Il est donc intéressant d'utiliser des quantités mieux connues, même si le domaine qu'elles définissent est plus large.

Une façon d'aborder la question est alors de tenir compte du fait que les valeurs du p^* des deux désintégrations sont petites. Pour la désintégration $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda + \gamma$ l'impulsion dans le centre de masse est $p^* = 75$ MeV ; pour $\phi \rightarrow K_1^0 + K_2^0$ elle est de 108 MeV. Nous allons essayer de mettre en évidence dans le système d'équations (IV.16) et (IV.17) les paramètres p^* .

Dans le système du centre de masse de la réaction (s.c.m.) l'équation (IV.6) devient

$$\begin{aligned} \vec{P}_\phi + \vec{P}_{\Sigma^0} &= 0 \\ \text{(IV.18)} \\ E_\phi + E_{\Sigma^0} &= E \end{aligned}$$

ce qui donne

$$\text{(IV.19)} \quad |\vec{P}_\phi| = |\vec{P}_{\Sigma^0}| = 960 \text{ MeV}$$

Cette détermination est fondée uniquement sur la connaissance que nous avons de l'impulsion du faisceau incident et elle est beaucoup plus précise qu'une mesure d'impulsion sur les particules secondaires (voir Chapitre I § 2.2).

Considérons maintenant les deux désintégrations du Σ^0 et du ϕ . Dans le système du Σ^0 ($\vec{P}_{\Sigma^0} = 0$), nous décomposons l'impulsion du Λ en une partie longitudinale et une transversale

$$\text{(IV.20)} \quad \vec{p}^* = \vec{p}_L^* + \vec{p}_T^*$$

Pour passer dans le système du centre de masse total, nous avons la relation

$$\text{(IV.21)} \quad \vec{p}_\Lambda = \vec{A}_\Lambda + \vec{p}_T^* + \gamma \vec{p}_L^*$$

où $\vec{A}_\Lambda$ est

$$\vec{A}_\Lambda = \vec{P}_{\Sigma^0} + \frac{E^*}{M_\Sigma}$$

En utilisant $|\vec{P}_{\Sigma^0}| = 960 \text{ MeV}$ et $p^* = 75 \text{ MeV}$, nous obtenons pour $|\vec{A}_\Lambda|$ la valeur 900 MeV .

L'impulsion du Λ dans le s.c.m. décrira un ellipsoïde de révolution d'axe $\vec{P}_{\Sigma^0}$, de centre $\vec{A}_\Lambda$ et demi-axes $\gamma p^* (= 82 \text{ MeV})$ et $p^* (= 75 \text{ MeV})$, ainsi que l'on peut voir sur la Figure 16.

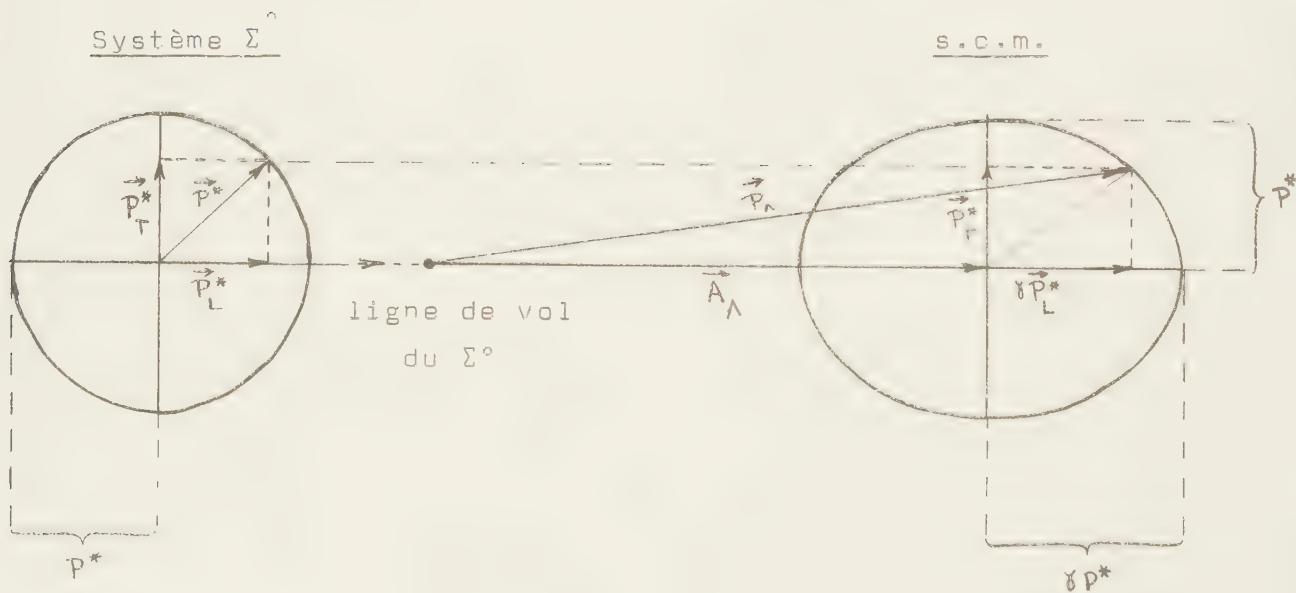


Figure 16

De la même façon, pour la désintégration du ϕ , nous obtenons :

$$(IV.23) \quad \vec{p}_{K_1} = \vec{A}_{K_1} + \vec{p}_1^* + \vec{p}_1^{*'} \\ \vec{p}_{K_2} = \vec{A}_{K_2} + \vec{p}_2^* + \vec{p}_2^{*'}$$

Les deux particules ayant la même masse,

$$(IV.24) \quad \vec{A}_{K_1} = \vec{A}_{K_2} = \frac{1}{2} (\vec{p}_{K_1} + \vec{p}_{K_2}) = \frac{1}{2} \vec{p}_\phi \\ |\vec{A}_{K_1}| = |\vec{A}_{K_2}| = 480 \text{ MeV} \\ \gamma_0^* = 140 \text{ MeV} ; p^* = 108 \text{ MeV}$$

Alors la configuration d'un événement du type $\Sigma^0 \phi$ est celle que montre la Figure 17. Les contraintes apparaissent clairement sur les angles de production du Λ et K_1^0 dans le système de centre de masse.

Si θ_1 et θ_2 sont respectivement les angles entre le Λ et le Σ^0 , et le K_1^0 et le ϕ :

$$(IV.25) \quad \text{tg } \theta_1 \leq \frac{75}{900} \\ \text{tg } \theta_2 \leq \frac{108}{480}$$

Ceci nous donne des limites pour l'angle θ entre le Λ et le K_1^0 :

$$(IV.26) \quad \pi - (\theta_1 + \theta_2) \leq \theta \leq \pi \\ -1 \leq \cos \theta \leq 0.95$$

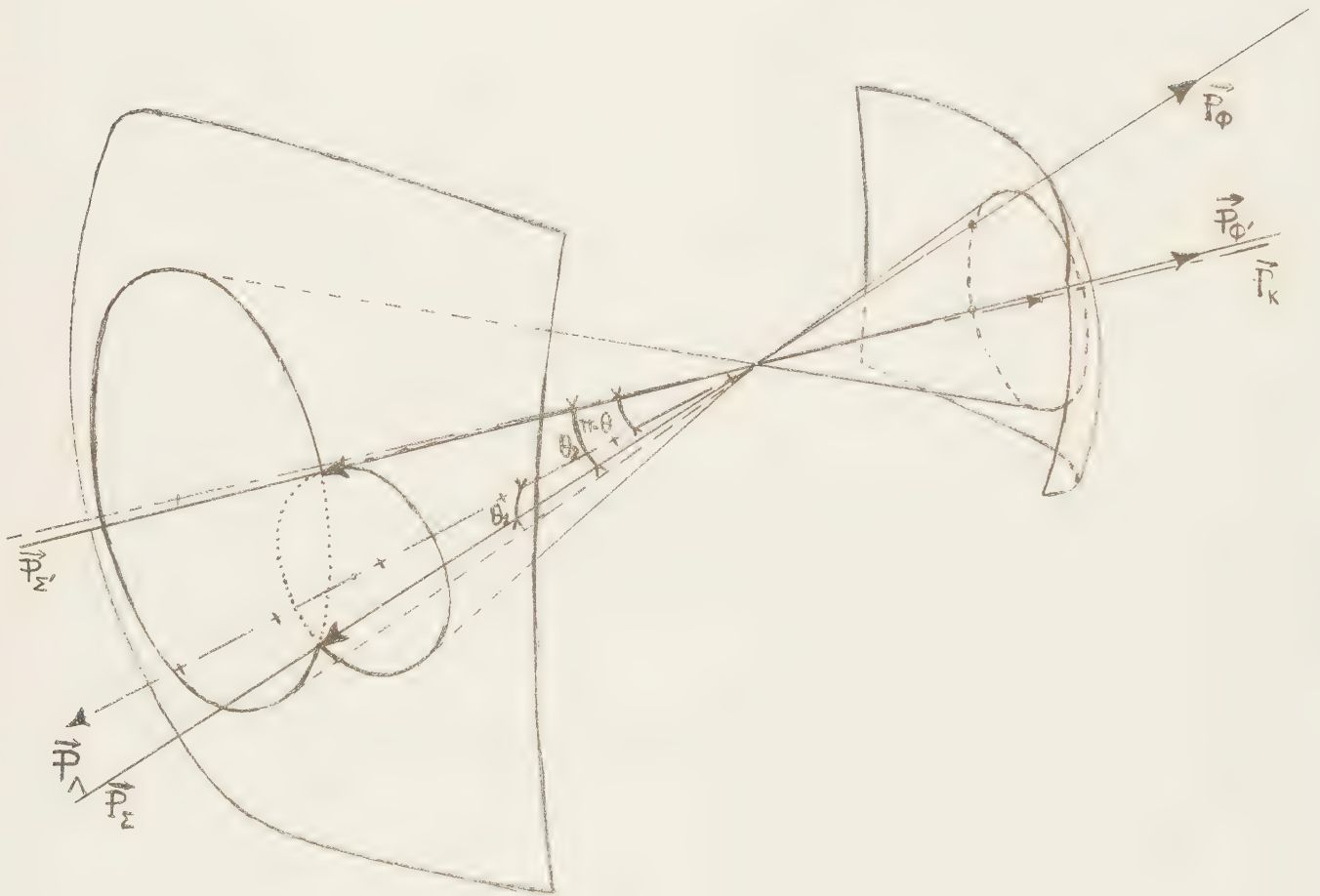


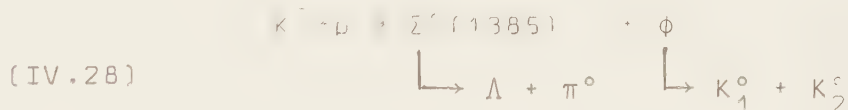
Figure 17

Nous allons maintenant tenir compte de ces contraintes pour notre lot d'événements de type (IV.13), en examinant les corrélations entre $\cos \theta$ et les deux variables

$$\begin{aligned} (IV.27) \quad P_L(\Lambda) &= |\vec{P}_\Lambda| = |\vec{A}_\Lambda| \\ P_L(K_1^0) &= |\vec{P}_{K_1^0}| = |\vec{A}_{K_1^0}| \end{aligned}$$

(voir (IV.23), (IV.24) et Figure 16), que nous savons limitées par $|P_L(\Lambda)| < 82 \text{ MeV}$ et $|P_L(K_1^0)| < 140 \text{ MeV}$

Sur la Planche XXIV nous présentons le diagramme $P_L(\Lambda)$ en fonction de $P_L(K_1^0)$ et ses projections sur les deux axes. Les Planches XXV et XXVI montrent les distributions de $P_L(\Lambda)$ en fonction de $\cos \theta$ et $P_L(K_1^0)$ en fonction de $\sin \theta$; sur ce dernier diagramme nous faisons figurer uniquement les événements pour lesquels $P_L(\Lambda)$ est compris entre les limites correspondant au canal $\Sigma^0 \phi$. Dans les deux cas nous remarquons une nette corrélation qui indique la présence abondante dans le lot d'événements de réactions $\Sigma^0 \phi$. En dehors d'un fond d'allure plate, la seule réaction gênante est



Celle-ci peut être analysée par la même méthode, étant donné la largeur assez faible du $\Sigma^0(1385)$ et la petite valeur du p^* correspondant à sa désintégration ($\Gamma = 36 \text{ MeV}$; $p^* = 208 \text{ MeV}$). Sur la Planche XXV nous avons figuré par un rectangle en traits pleins les contraintes correspondant au canal $\Sigma^0 \phi$ et par un rec-

tangle en traits pointillés telles que $2' = 1385 \cdot \phi$.

Etant donné que les limites sur θ_2 sont plus grandes que celles sur θ_1 , une estimation de θ_2 pour chaque événement peut nous définir un domaine plus restreint. En introduisant une nouvelle variable $\theta' = \pi - \theta - \theta_2$, nous obtenons une limite liée seulement à θ_1 ,

$$(IV.29) \quad |\theta'| < 0,08 \text{ rad}$$

L'examen de la corrélation entre $P_L(\Lambda)$ et θ' (montrée sur la Planche XXVII) nous permet une séparation plus sûre de la réaction qui nous intéresse. Nous pensons avoir évalué ainsi correctement le nombre d'événements correspondant à la réaction (IV.14). Ceci nous conduit à une valeur pour la section efficace de $(11,5 \pm 4) \mu\text{b}$.

En utilisant le rapport d'embranchement $(\phi \rightarrow K^+ K^-) / (\phi \rightarrow K_1^0 K_2^0)$, la section efficace totale pour le canal $\Sigma^0 \phi (\rightarrow \bar{K} K)$ est de $(27 \pm 7) \mu\text{b}$.

c) Conclusions

Nous avons réuni dans le Tableau 10 l'ensemble des résultats que nous obtenons pour les sections efficaces de production du méson ϕ dans les canaux à deux corps.

Tableau 10

Réaction	$\sigma (\mu\text{b})$
$\Lambda \rightarrow \phi (\rightarrow K_1^+ K_2^-)$	$22,4 \pm 3,5$
$\Lambda \rightarrow \phi (\rightarrow \bar{K} K)$	52 ± 7
$\Sigma^0 \rightarrow \phi (\rightarrow K_1^0 K_2^0)$	$11,5 \pm 4$
$\Sigma^0 \rightarrow \phi (\rightarrow \bar{K} K)$	27 ± 7

Ces résultats nous permettent une comparaison avec les prédictions théoriques de H. J. Lipkin⁽⁵⁴⁾. En supposant que pour les réactions de type

$$(IV.30) \quad A + N \rightarrow B + Y$$

(où par A et B nous désignons des mésons, par N un neutron ou proton et par Y un baryon étrange) la symétrie SU(3) est valable au vertex baryonique et en utilisant le modèle des quarks, les auteurs trouvent la relation

$$(IV.31) \quad \sigma(\Lambda) > 3\sigma(\Sigma^0)$$

Les canaux $\Lambda\phi$ et $\Sigma^0\phi$ que nous avons étudiés entrent dans la catégorie de réactions (IV.30). Selon le Tableau 10, nous trouvons

$$(IV.32) \quad \frac{\sigma(K^-p \rightarrow \Lambda \phi)}{\sigma(K^-p \rightarrow \Sigma^0 \phi)} = 1,93 \pm 0,5$$

à plus de deux écarts de la valeur limite prédite par Lipkin. En considérant uniquement le canal correspondant au mode chargé $\phi \rightarrow K^+K^-$, pour lequel nous pouvons comparer directement le nombre d'événements $\Lambda\phi$ et $\Sigma^0\phi$ observés, nous obtenons $\sigma(\Lambda) = 1,6 \sigma(\Sigma^0)$.

Il semble donc que nos résultats sur la production $\Lambda\phi$ et $\Sigma^0\phi$ soient en désaccord avec les prévisions du modèle des quarks. D'autres violations de ces prédictions ont été observées récemment dans l'étude de la production des mésons ω et ρ ^(55,56).

IV § 2.2 Caractéristiques de production

Les Planches XXVIII et XXIX montrent les sections différentielles $d\sigma/dt$ pour les états finals $\Lambda\phi$ et $\Sigma^0\phi$ respectivement. Nous remarquons qu'elles sont fortement piquées vers l'avant. L'absence de ϕ produits vers l'arrière est en accord avec le fait que le couplage $(B\bar{B}\phi)$ est interdit par le modèle des quarks.

Nous observons également un dip à $\cos \theta_{\phi}^* = +1$. Etant donné la cinématique de la réaction, l'impulsion minimum du Λ dans le laboratoire est de 400 MeV/c et il est produit vers l'avant. Par conséquent, nous pensons que ce dip n'est pas dû à une perte dans la détection des Λ .

L'ajustement d'une dépendance exponentielle de la forme

$$\text{(IV.33)} \quad \frac{d\sigma}{dt} \sim e^{At}$$

sur les distributions expérimentales nous mène à

$$\begin{aligned} A &= (2 \pm 0,5) \text{ GeV}^{-2} && \text{pour } \Lambda \phi \\ A &= (3 \pm 0,5) \text{ GeV}^{-2} && \text{pour } \Sigma \phi \end{aligned}$$

CONCLUSION

L'étude des événements rares dans les interactions K^-p nous a permis d'aborder deux domaines de recherche : les résonances Σ et les réactions à quasi deux corps avec des mésons se désintégrant en $\bar{K}K$.

Nos résultats concernant les baryons Σ apportent une meilleure compréhension du $\Sigma(1530)$, en particulier de la détermination de sa largeur. Nous avons montré que l'estimation correcte du fond non résonant joue un rôle primordial ; c'est pourquoi nous pensons qu'une augmentation de la statistique ne peut pas améliorer sensiblement cette détermination. Une très bonne connaissance des mécanismes de production est indispensable si l'on désire obtenir des résultats plus précis.

Les autres résonances Σ que nous avons analysées sont produites avec des sections efficaces très faibles et de plus elles ne sont pas très périphériques aux impulsions incidentes allant jusqu'à 4 GeV/c. Il est tentant de vouloir refaire le même genre d'analyse en augmentant la précision statistique pour arriver à une meilleure séparation du signal par rapport au fond ; cependant la complexité des réactions de production nous fait croire que ce n'est pas là la bonne solution. Nous mettons plus d'espoir dans l'étude des interactions Σ^-p telle que nous l'envisageons au chapitre III § 5.

A l'occasion de cette analyse des états Ξ nous avons pu voir les succès et les limites du modèle SU(3). Elles sont bien illustrées dans le cas du décuplet $3/2^-$ pour lequel on obtient une bonne vérification de la formule de Gell-Mann et Okubo, tout en rencontrant quelques difficultés liées aux largeurs des résonances.

Les réactions à quasi deux corps Yf^* et $Y\phi$ que nous avons étudiées nous ont permis la détermination des masse et largeur du f (1515), ainsi qu'une comparaison des sections efficaces Λ et Σ^0 avec les prévisions du modèle des quarks. Une analyse plus complète de ces réactions devrait tenir compte des événements "non rares" ; ceci dépasse le cadre de notre travail.

REFERENCES

- 1 - International Colloquium on Bubble Chambers, CERN/67-26 (1967)
- 2 - Rapport annuel CERN (1965)
- 3 - CERN, CPS User's Handbook
- 4 - J. Badier, Thèse, Paris (1964)
- 5 - E. Barrelet, Thèse, Paris (1970)
- 6 - M. Davidian, Rapport Interne, Ecole Polytechnique Paris
- 7 - C. Guignard, Thèse, Paris (1970)
- 8 - CERN, TC Program Library
- 9 - H.P. Reinhard, Preprint CERN/TC/200, 65-11 (1965)
- 10 - H.P. Reinhard, Preprint CERN/TC/200, 66-1 (1966)
- 11 - H.P. Reinhard, Preprint CERN/D.Ph.II/200, 67-5 (1967)
- 12 - J.B. Kinosh, Preprint CERN/D.Ph.II/Exp., 67-3 (1967)
- 13 - Th.G. Trippe and P.E. Schlein, Phys. Rev. 158, 1334 (1967)
- 14 - D.G. Scott et al, Nuovo Cimento LXIIA, 1057 (1969)
- 15 - Particle Data Group, "Review of Particle Properties", Phys. Letters 33B, 1 (1970)
- 16 - H. Harezi, Proc. Int. Conf. High Energy Physics, Vienne (1968) p. 195
- 17 - D.R.O. Morrisson, Phys. Letters 22, 528 (1966)
- 18 - L. Bertanza et al, Proc. Int. Conf. High Energy Physics, Genève (1962), p. 279 ; Phys. Rev. Letters 9, 180 (1962) ; P.L. Coneddy et al, Proc. Int. Conf. High Energy Physics, Sienne (1963), p. 125
- 19 - G.W. London et al, Phys. Rev. 143, 1034 (1966)
- 20 - G.M. Pjerrou et al, Proc. Int. Conf. High Energy Physics, Genève (1962), p. 289 ; Phys. Rev. Letters 9, 114 (1962)
- 21 - P.E. Schlein et al, Phys. Rev. Letters 11, 167 (1963)

- 22 - G.M. Pjerru, et al. Phys. Rev. Letters 14, 275 (1965)
- 23 - A. Halsteinslid et al. Proc. Int. Conf. High Energy Physics
Sienne (1963), p. 173
- 24 - J. Badier et al. Proc. Int. Conf. High Energy Physics,
Dubna (1964), p. 593
- 25 - J. Badier et al. Phys. Letters 16, 171 (1965)
- 26 - J.P. Berge et al. Phys. Rev. 147, 945 (1966)
- 27 - G.A. Smith et al. Proc. Int. Conf. High Energy
Physics, Dubna (1964), p. 597 ; Phys. Rev. Letters 13,
61 (1964) ; Phys. Rev. Letters 14, 25 (1965).
- 28 - G.A. Smith et al. Proc. 2nd Topical Conf. on Resonant
Particles, Athens-Ohio (1965), p. 251
- 29 - J. Button-Shafer et al. Phys. Rev. 142, 883 (1966)
- 30 - D.W. Merrill, Ph. D. Thesis, Preprint UCRL-16455 (1966) ;
Phys. Rev. 167, 1202 (1968)
- 31 - Ph. M. Dauber et al. Phys. Rev. 179, 1262 (1969)
- 32 - G.S. Abrams et al. Phys. Rev. 175, 1697 (1968)
- 33 - J. Bartsch et al. Phys. Letters 28B, 439 (1969)
- 34 - J. Alitti et al. Phys. Rev. Letters 21, 1119 (1968)
- 35 - J. Alitti et al. Phys. Rev. Letters 22, 79 (1969)
- 36 - N.P. Samios. Int. Conf. High Energy Physics, Kiev (1970)
- 37 - D.J. Crennell et al. Phys. Rev. D1, 847 (1970)
- 38 - S. Apseil et al. Phys. Rev. Letters 23, 884 (1969)
- 39 - S. Apseil et al. Phys. Rev. Letters 24, 777 (1970)
- 40 - S. Apseil et al. Int. Conf. High Energy Physics, Kiev (1970)
- 41 - Oxford Bubble Chamber Group. Int. Conf. High Energy Physics,
Kiev (1970)

- 42 - D.E. Plane et al. Preprint CERN - D.Ph. II/PHYS. 70-9 ;
Nuclear Physics B22, 93 (1970)
- 43 - V.E. Barnes et al, Phys. Rev. Letters 15, 322 (1965) ;
19, 964 (1967)
- 44 - R. Ammar et al. Phys. Rev. Letters 19, 1071 (1967)
- 45 - G.S. Abrams et al, Phys. Rev. Letters 18, 620 (1967)
- 46 - D.G. Scott et al. Nuovo Cimento 62A, 1057 (1969)
- 47 - S.L. Glashow et R.H. Socolow, Phys. Rev. Letters 15, 329
(1965)
- 48 - M. Goldberg et al. Nuovo Cimento 45A, 169 (1966)
- 49 - P. Schlein et al, Phys. Rev. Letters 10, 368 (1963)
- 50 - J.S. Lindsey et G.A. Smith, Phys. Rev. 147, 913 (1966)
- 51 - J. Badier et al, Phys. Letters 17, 337 (1965)
- 52 - Birmingham - Glasgow - London (I.C.) - Oxford - Rutherford
Collaboration. Phys. Rev. 152, 1148 (1966)
- 53 - J. Morr et al, Phys. Rev. Letters 18, 355 (1967)
- 54 - J.H. Lipkin et E. Scheck, Phys. Rev. Letters 18, 347 (1967) ;
J.H. Lipkin, Nucl. Phys. B7, 321 (1968)
- 55 - Oxford - UCLA Collaboration, Communication à la Conférence
d'Amsterdam (Juin 1971)
- 56 - SABRE Collaboration, Communication à la Conférence d'Amsterdam
(Juin 1971).

TABLE DES PLANCHES

Planche I : Ecarte entre les coordonnées Z des croix fiducielles reconstruites par "PYTHON" et les valeurs de Z mesurées sur la chambre :

- croix fiducielles placées sur la glace avant de la chambre ;
- ▲ croix fiducielles placées sur la glace arrière de la chambre.

Planche II : Distribution des erreurs sur les apex des interactions calculées par "THRESH", en utilisant les résultats des ajustements "PYTHON" et les valeurs mesurées :

- A - Erreurs en Y :
- B - Erreurs en Z .

Planche III: Distribution de la courbure (σ) des traces du faisceau en fonction de la longueur mesurée (L) : la flèche indique la valeur moyenne de σ et les deux courbes encadrent la moitié des événements.

Planche IV : Variation de l'inclinaison (λ) du faisceau en fonction de la position X dans la chambre.

Planche V : Variation de la section efficace de production d'un baryon Ξ^- en fonction du carré de l'énergie dans le centre de masse :

- section efficace totale ;
 - ▲ section efficace de la réaction à deux corps
- $$K^- + p \rightarrow \Xi^- + K^+$$

Planche VI : Diagramme de Dalitz pour les états finals à trois corps $K^- + p \rightarrow E^- + \pi^0 + K^+$

Planche VII : Diagramme triangulaire $M^2(E\pi)/M^2(K\pi)$ pour les réactions à quatre corps :
 A - $K^- + p \rightarrow E + \pi^+ + \pi^- + K^+$
 B - $K^- + p \rightarrow E + \pi^0 + \pi^- + K^+$

Planche VIII: Distributions angulaires du $E(1530)$ dans le système du centre de masse de la réaction :
 a - Etats finals à trois corps
 b - Etats finals à quatre corps
 c - Etats finals à cinq corps.

Planche IX : Distribution du carré de la masse effective $E^- \pi^+$ dans la région du $E^0(1530)$; la courbe pleine est un ajustement par maximum de vraisemblance du produit de convolution entre une fonction B.W. et une distribution Gaussienne, plus un fond.

Planche X : Distribution du carré de la masse effective $E\pi$ pour les états finals à trois corps ; la courbe représente une distribution conforme à l'espace de phase plus une fonction B.W. correspondant au $E(1530)$.

Planche XI : Distribution du carré de la masse effective $E\pi$ pour les réactions à quatre corps ; la courbe représente l'espace de phase normalisé au nombre d'événements en dehors de la région du $E(1530)$.

Planche XII : Distribution du carré de la masse effective pour la réaction $K^- + p \rightarrow E^- + \pi^+ + \pi^- + \pi^0 + K^+$; les

courbes représentent l'espace de phase normalisé au nombre total d'événements.

a - système $(E\pi)^+$

b - système $(E\pi^-)$

Planche XIII: Distribution du carré de la masse effective $E\pi\pi$ pour les états finals à quatre corps ; la courbe indique l'espace de phase normalisé au nombre total d'événements.

Planche XIV : Carré de la masse effective $E\pi\pi$ dans la réaction $K^- + p \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0 + \pi^+ + K^0$;
a - événements avec $\cos \theta_{E\pi\pi} > 0,75$;
b - tous les événements ; la courbe est l'espace de phase normalisé au nombre total d'événements.

Planche XV : Carré de la masse du système $(Y\bar{K})$ pour les états finals à trois corps ; la courbe représente l'espace de phase normalisé au nombre total d'événements.

Planche XVI: Distribution du carré de la masse $(Y\bar{K})$ pour les états finals à quatre corps ; la courbe est l'espace de phase normalisée au nombre total d'événements.

Planche XVII : Carré de la masse effective $Y\bar{K}\pi$ dans les réactions à quatre corps ; l'espace de phase représenté par la courbe est normalisé au nombre total d'événements.

Planche XVIII : Distribution du carré de la masse des systèmes $B = 1, S = -2$ associés à $(K\pi)^0$; les trois courbes représentent :

—•—•—•— espace de phase pur ;

----- espace de phase plus trois fonctions Breit-Wigner;

— fond polynomial plus trois fonctions Breit-Wigner.

- Planche XIX : Distribution du carré de la masse des systèmes $B = 1, S = -2$ associés à un méson K^0 ; la courbe représente une distribution conforme à l'espace de phase normalisée au nombre total d'événements.
- Planche XX : Distribution du carré de la masse effective du ϕ système $K_1^0 K_1^0$ produit dans la réaction $K^- + p \rightarrow \Lambda + K_1^0 + K_1^0$; la surface hachurée représente les événements avec $\cos \theta_{(K_1^0 K_1^0)} \geq 0.6$
- Planche XXI : Distribution du carré de la masse effective $\bar{K}K$; la courbe est un ajustement par maximum de vraisemblance d'une fonction B.W. et une distribution selon l'espace des phases.
- Planche XXII : Distribution du carré de la masse effective des systèmes $(\bar{K}K)$ dans les réactions :
 $A : K^- + p \rightarrow \Lambda + K_1^- + (K^0)$
 $B : K^- + p \rightarrow \Lambda + K^- + K^0$
- Planche XXIII : Carré de la masse effective $K K^-$ pour la réaction $K^- + p \rightarrow \Sigma^0 + K^+ + K$
- Planche XXIV : Diagramme $P_L(\Lambda)/P_L(K_1^0)$ pour les états finals $K^- + p \rightarrow \Lambda + K_1^0 + \text{neutres}$; le rectangle en traits pleins représente les limites cinématiques pour la réaction $\Sigma^0 \phi$.
- Planche XXV : Diagramme $P_L(\Lambda)/\cos \theta$ pour les événements $K^- + p \rightarrow \Lambda + K_1^0 + \text{neutres}$; le rectangle en traits

pleins représente les limites cinématiques pour la réaction $\Sigma^0 \phi$, le rectangle en tirets, celles correspondant à $\Sigma^0 (1385) \phi$.

Planche XXVI : Diagramme $P_L(K_1^0)/\sin \theta$ pour les événements $K^- + p \rightarrow \Lambda + K_1^0 + \text{neutres}$ correspondant à $|P_L(\Lambda)| < 140 \text{ MeV}$. Le rectangle en traits pleins figure les limites correspondant au canal $\Sigma^0 \phi$

Planche XXVII : Diagramme $P_L(\Lambda)/\theta'$ pour les états finals $K^- + p \rightarrow \Lambda + K_1^0 + \text{neutres}$; les limites cinématiques correspondant au canal $\Sigma^0 \phi$ sont indiquées par un rectangle en traits pleins.

Planche XXVIII : Section efficace différentielle $d\sigma/dt$ de la réaction $K^- + p \rightarrow \Lambda + \phi$

$$a = K^- + p \rightarrow \Lambda + K_1^0 + K_2^0$$

$$b = K^- + p \rightarrow \Lambda + K^+ + K^-$$

c = total

Les événements correspondant à la production du ϕ ont été sélectionnés par une coupure en masse carrée entre 1.0 et 1.1 GeV^2 .

Planche XXIX : Section efficace différentielle $d\sigma/dt$ pour la réaction

$$K^- + p \rightarrow \Sigma + \phi \rightarrow K^+ + K^-$$

PLANCHE I - DISTANCES DES MARQUES FIDUCIELLES
RECONSTRUITES AUX MARQUES REELLES

• GLACE AVANT
▲ GLACE ARRIERE

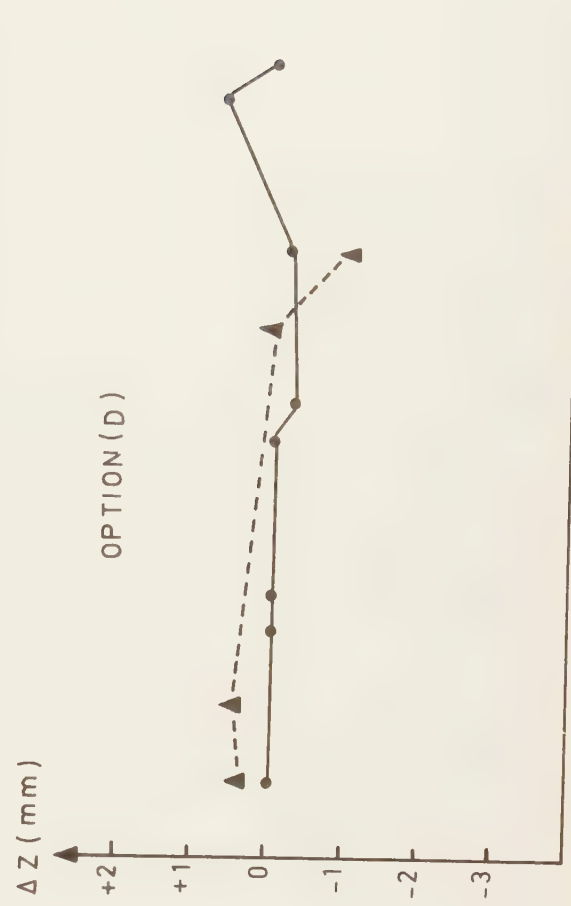
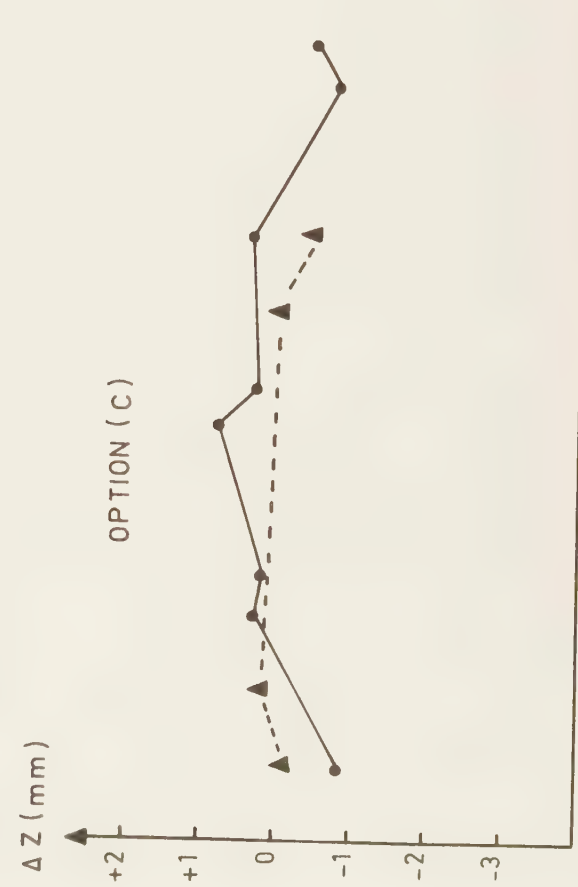
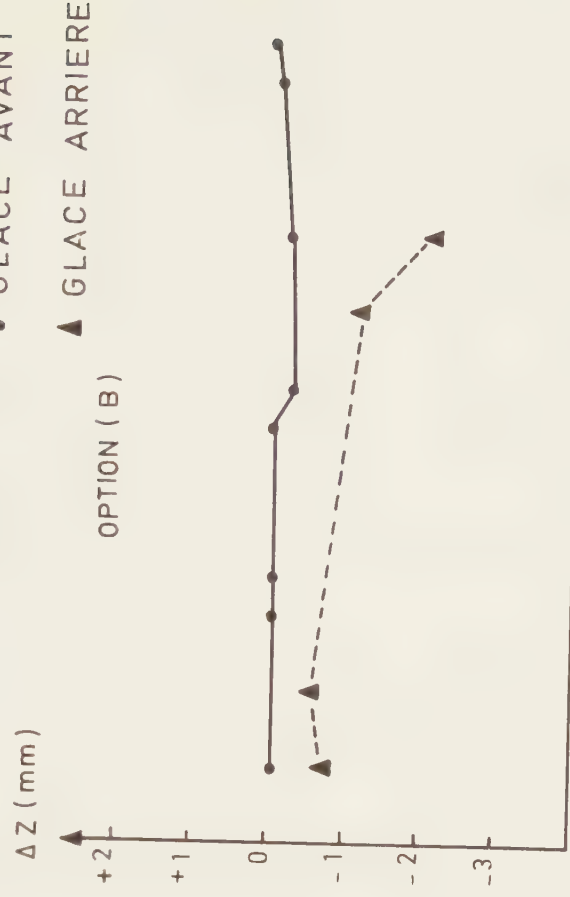
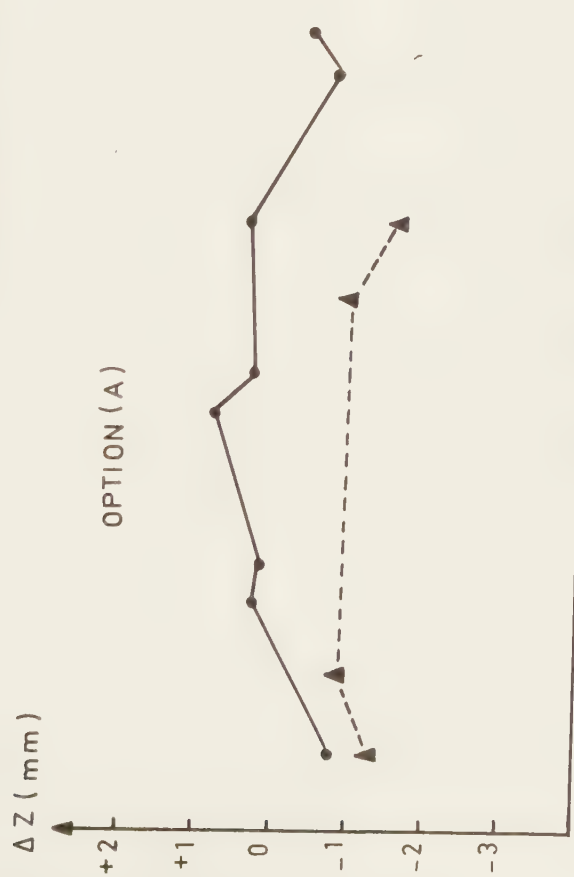


PLANCHE II A - ERREURS ΔY SUR LES SOMMETS DES INTERACTIONS

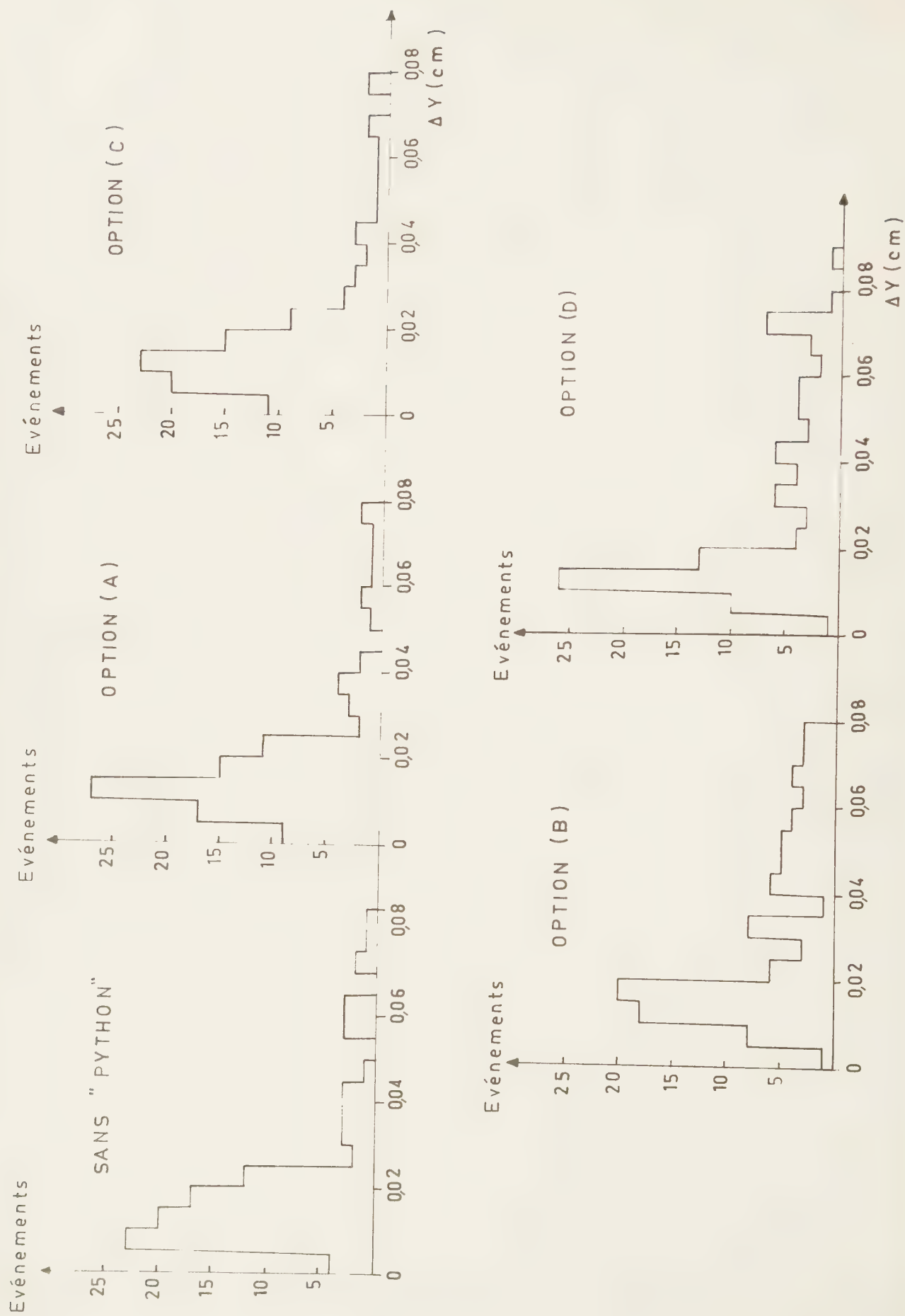


PLANCHE II B - ERREURS ΔZ SUR LES SOMMETS DES INTERACTIONS

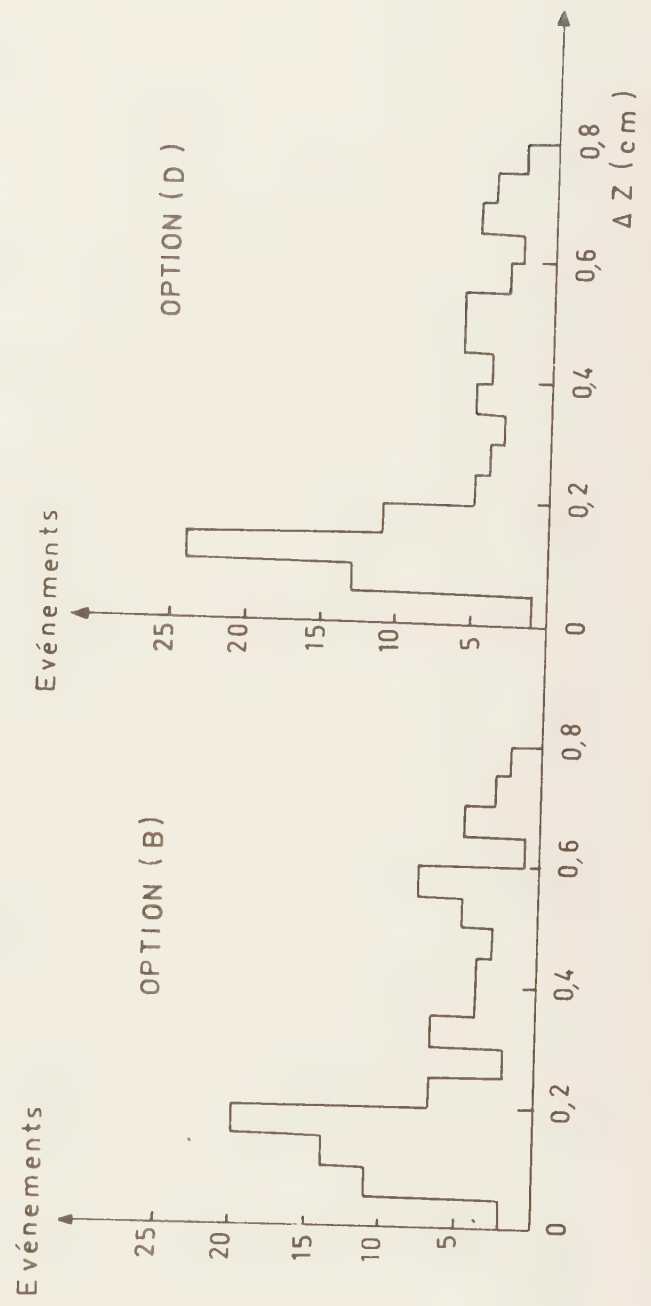
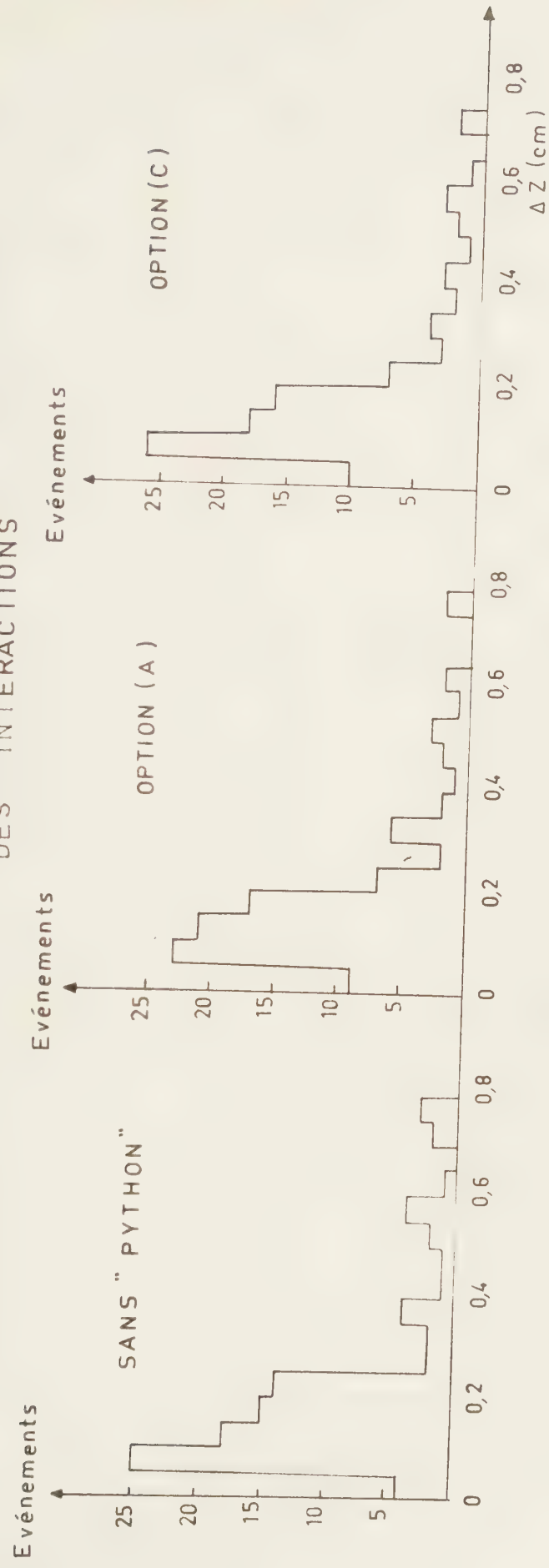


PLANCHE III — DEPENDANCE DE LA COURBURE PAR
RAPPORT A LA LONGUEUR MESUREE
D'UNE TRACE

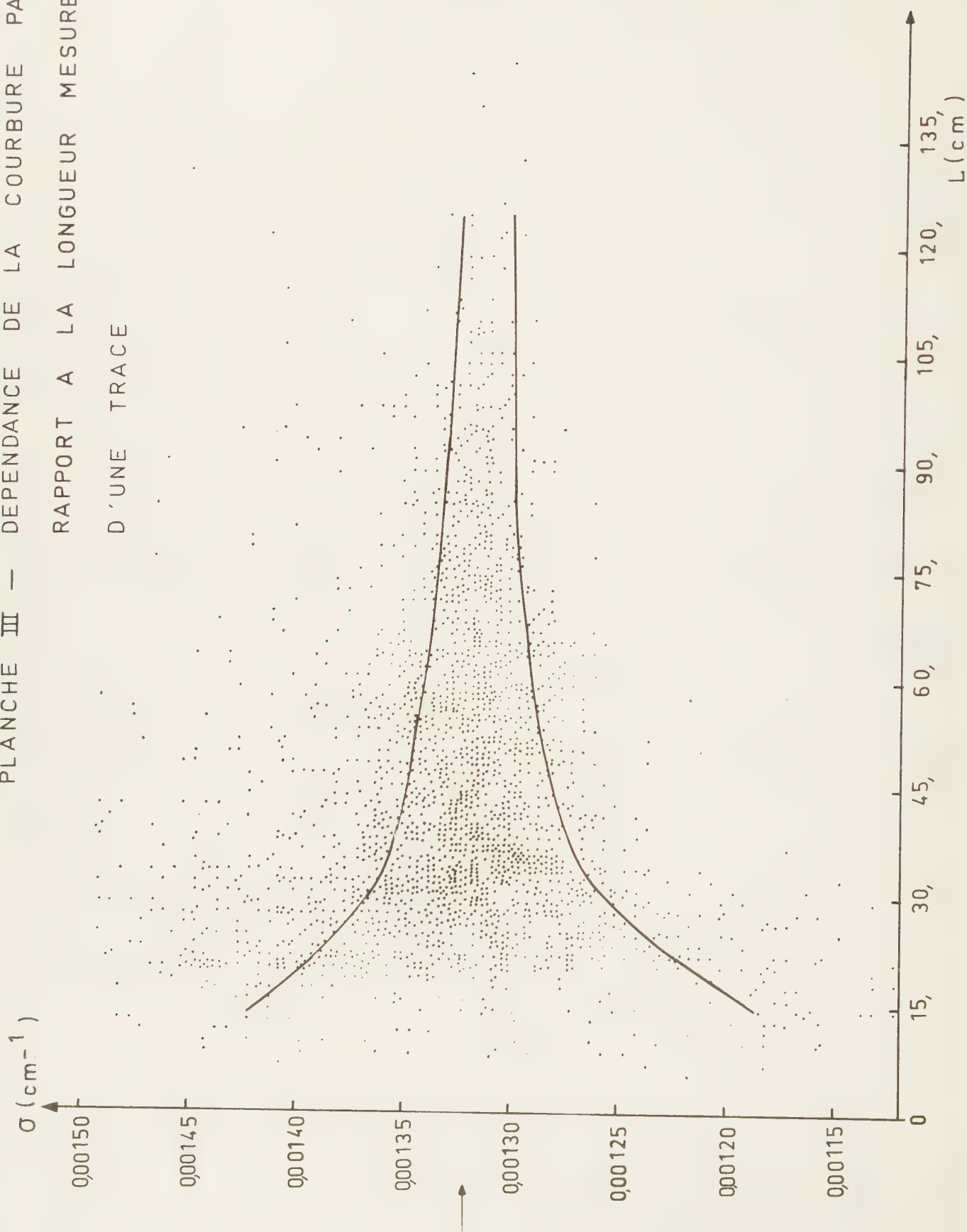


PLANCHE IV - DEPENDANCE DU DIP DU FAISCEAU PAR
RAPPORT A LA POSITION DANS LA
CHAMBRE

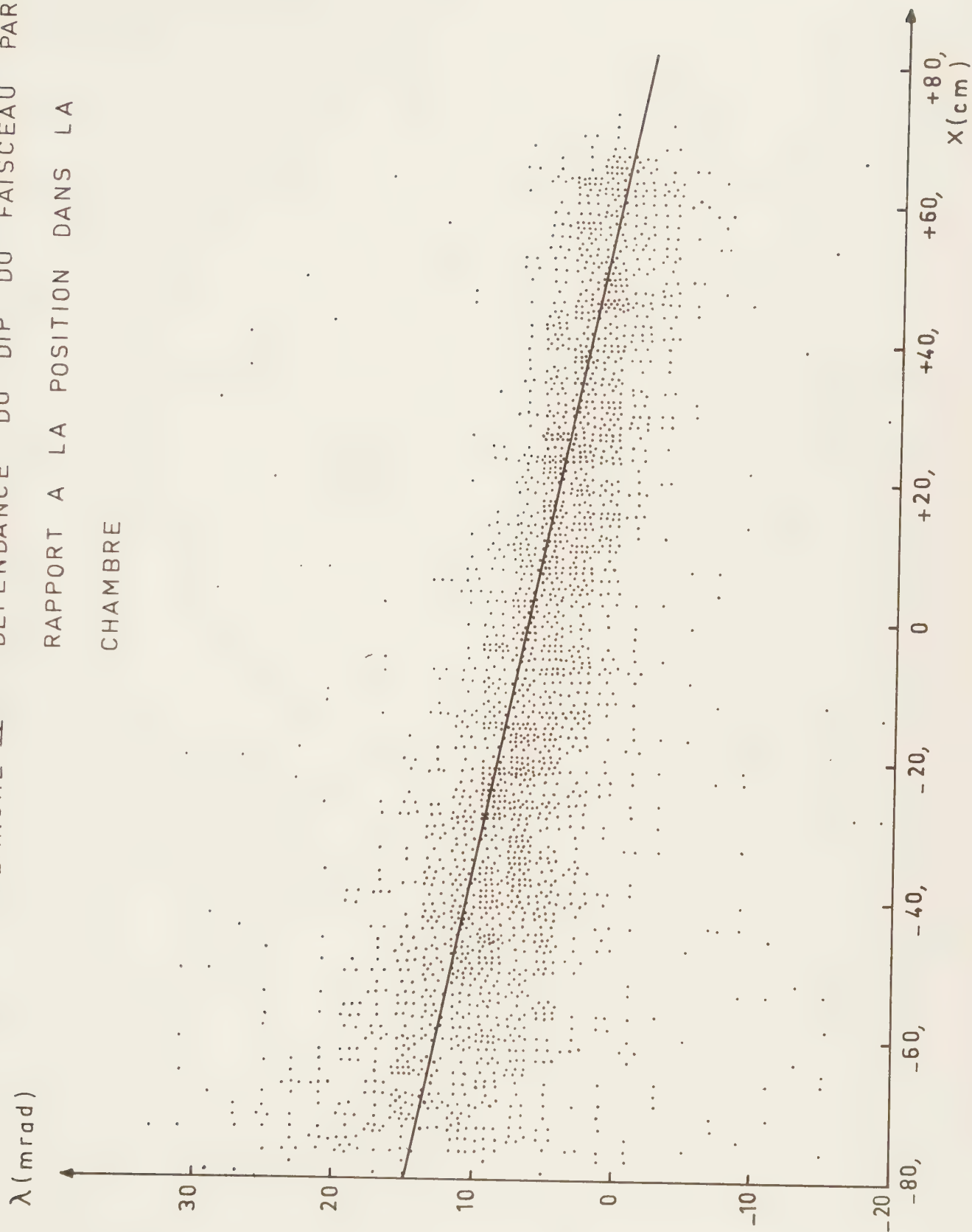


PLANCHE V - VARIATION DE LA SECTION
EFFICACE DE PRODUCTION
DE Ξ AVEC L'ENERGIE

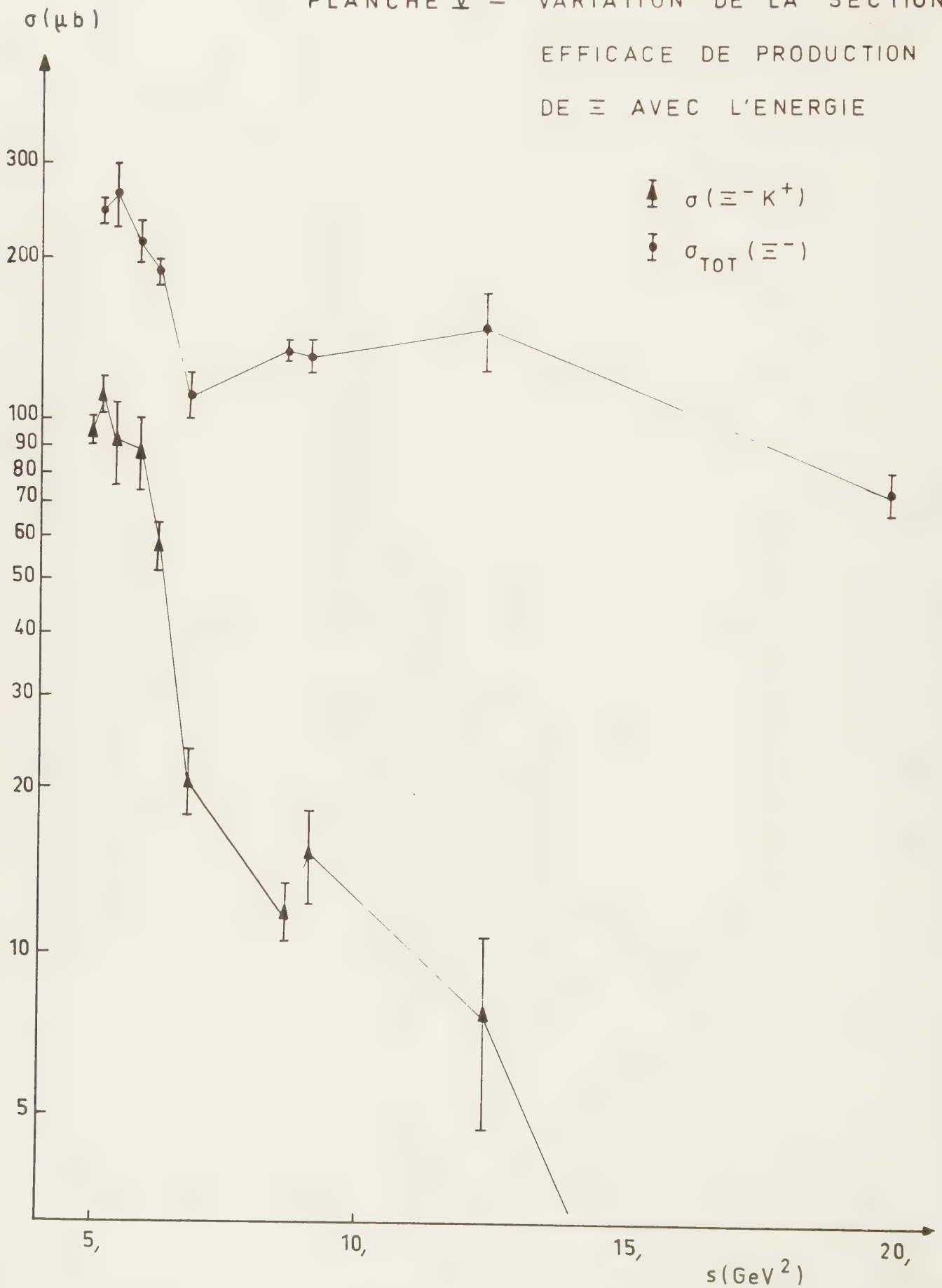


PLANCHE VI — DIAGRAMME DE DALITZ POUR LA REACTION

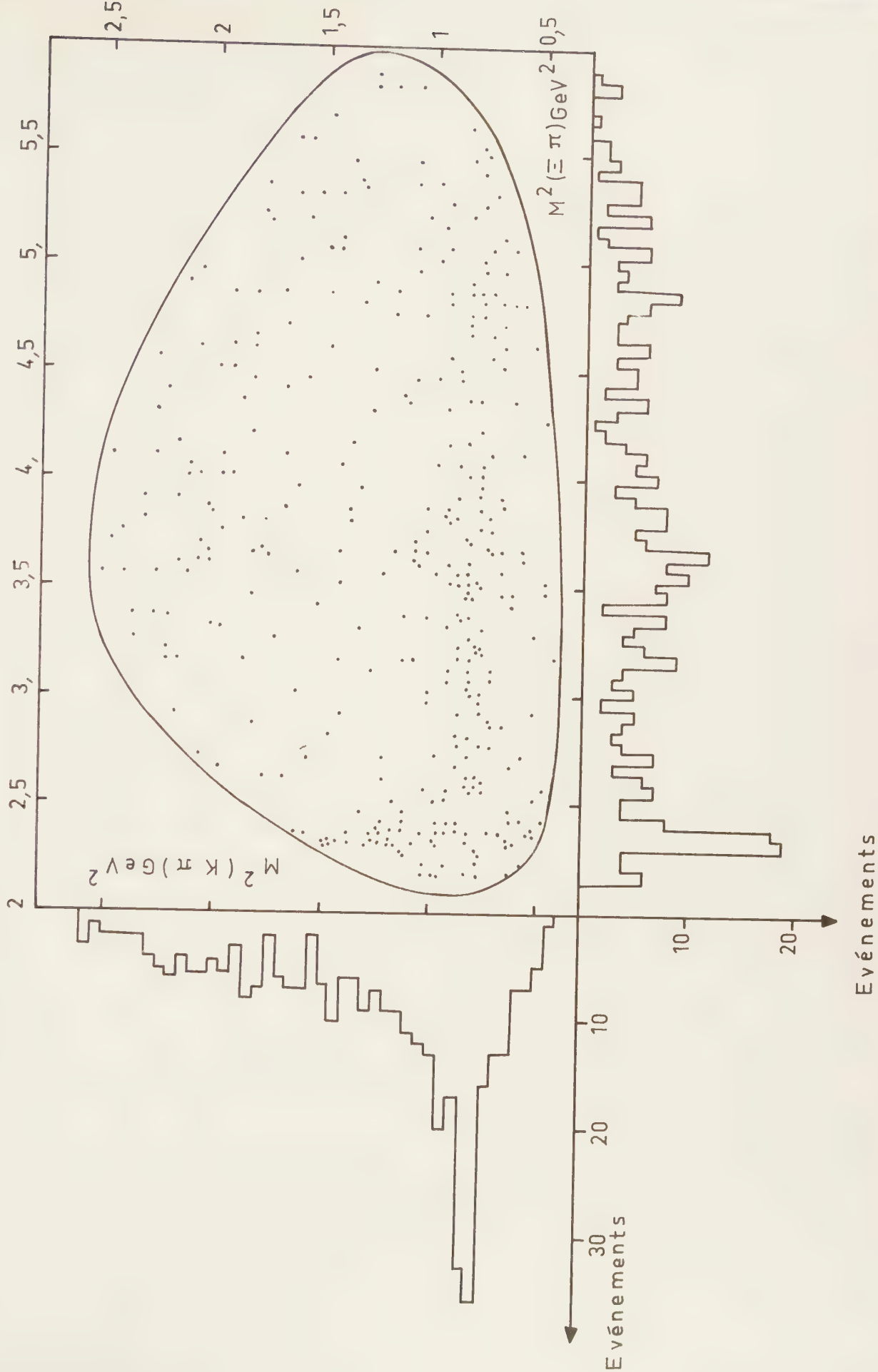


PLANCHE VII A - DIAGRAMME TRIANGULAIRE POUR LES REACTIONS $K^- + p \rightarrow \Xi^- \pi^+ \pi^0 K^+$

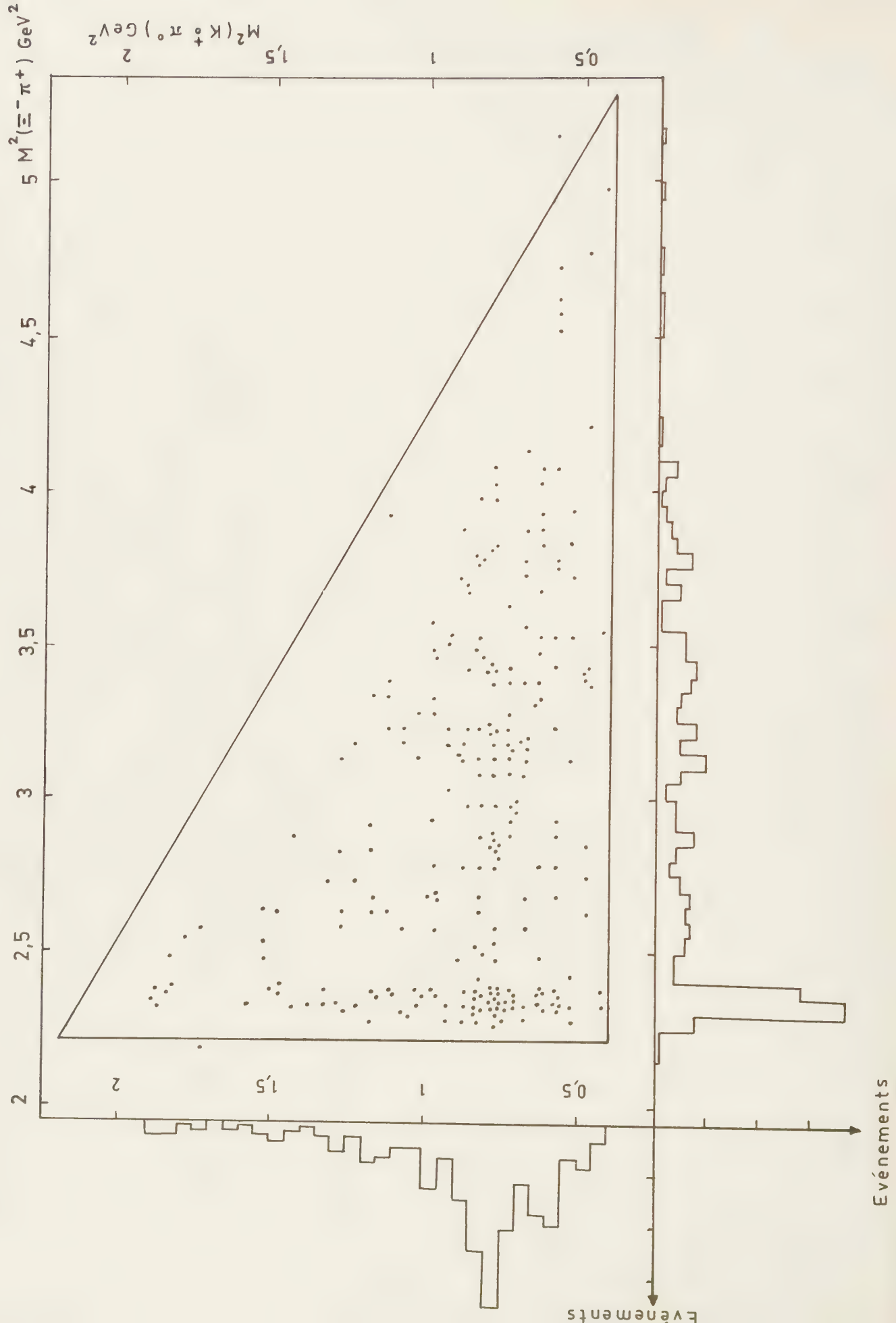
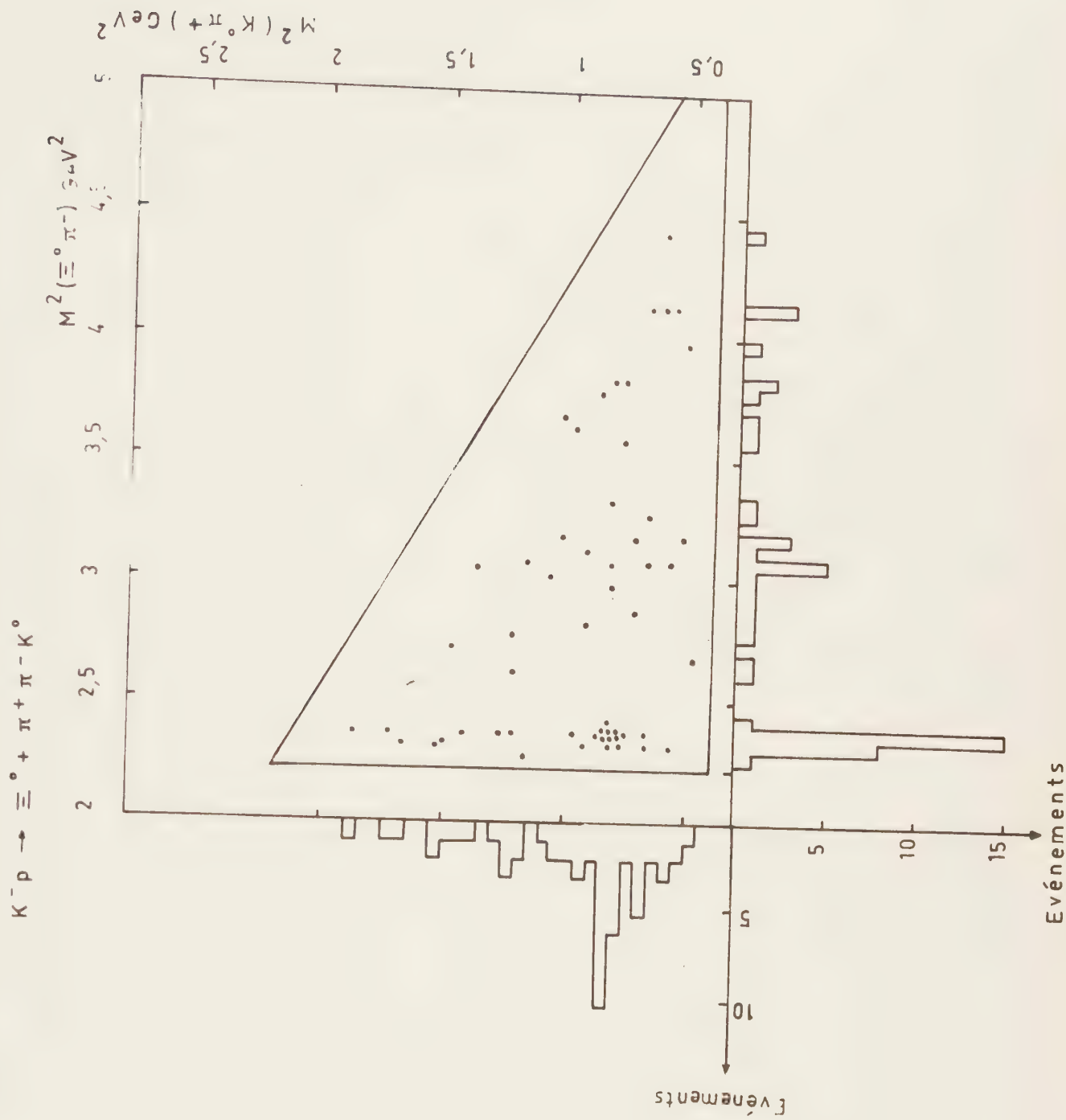


PLANCHE VII B - DIAGRAMME TRIANGULAIRE POUR LA REACTION



Evénements

PLANCHE VIII -
DISTRIBUTIONS ANGULAIRES
DU Ξ (1530)

- a. $\Xi \pi K$
b. $\Xi \pi \pi K$
c. $\Xi \pi \pi \pi K$

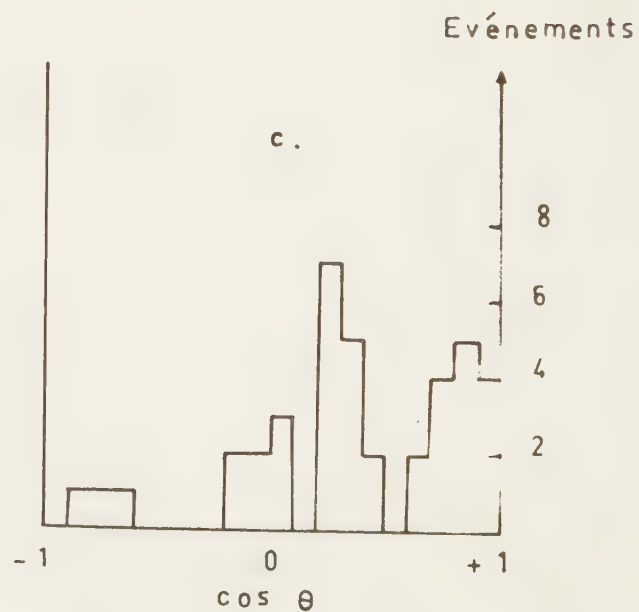
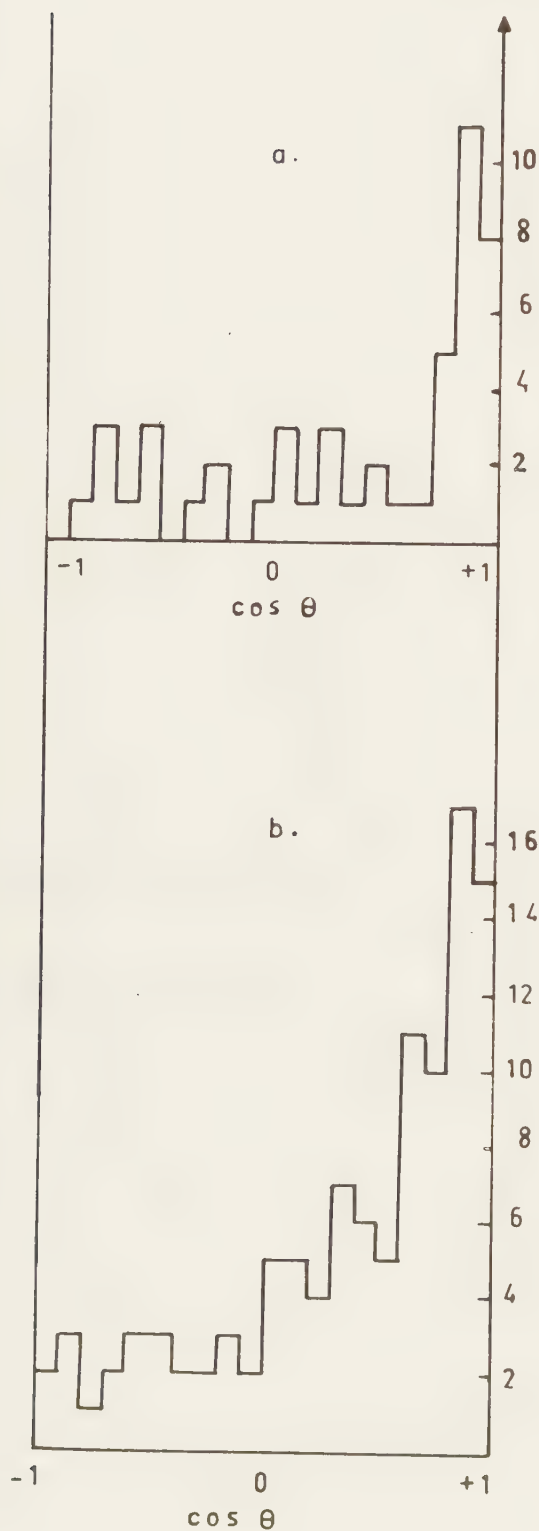


PLANCHE IX - MASSE ET LARGEUR DU Ξ^0 (1530) $\rightarrow \Xi^- \pi^+$

Événements



PLANCHE X — MASSE EFFECTIVE DU SYSTEME ($\Xi\pi$) DANS LES REACTIONS A TROIS CORPS

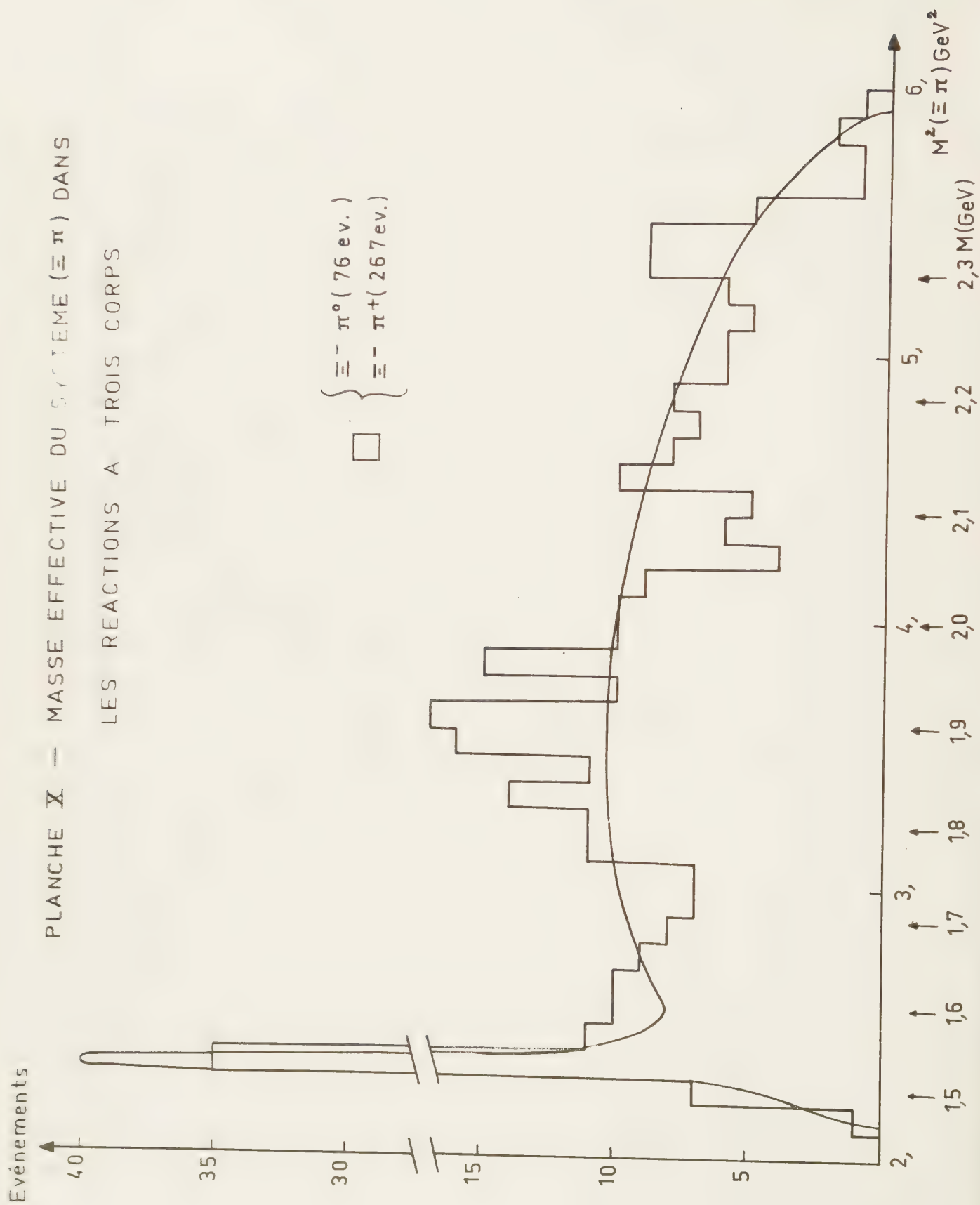
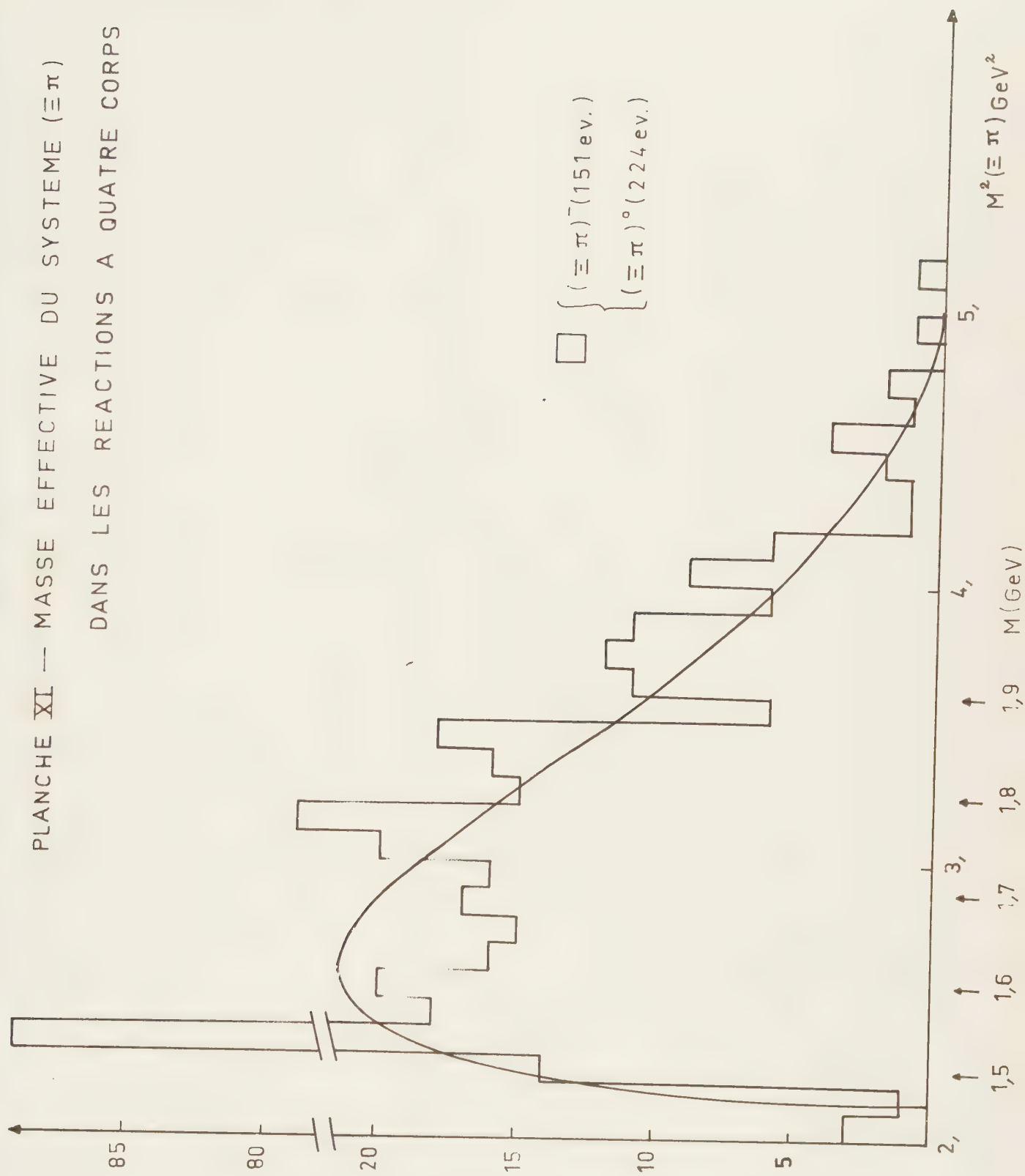


PLANCHE XI — MASSE EFFECTIVE DU SYSTEME ($\Xi\pi$)
DANS LES REACTIONS A QUATRE CORPS



Evénements

PLANCHE XII — MASSE EFFECTIVE DU SYSTEME ($\Xi\pi$)

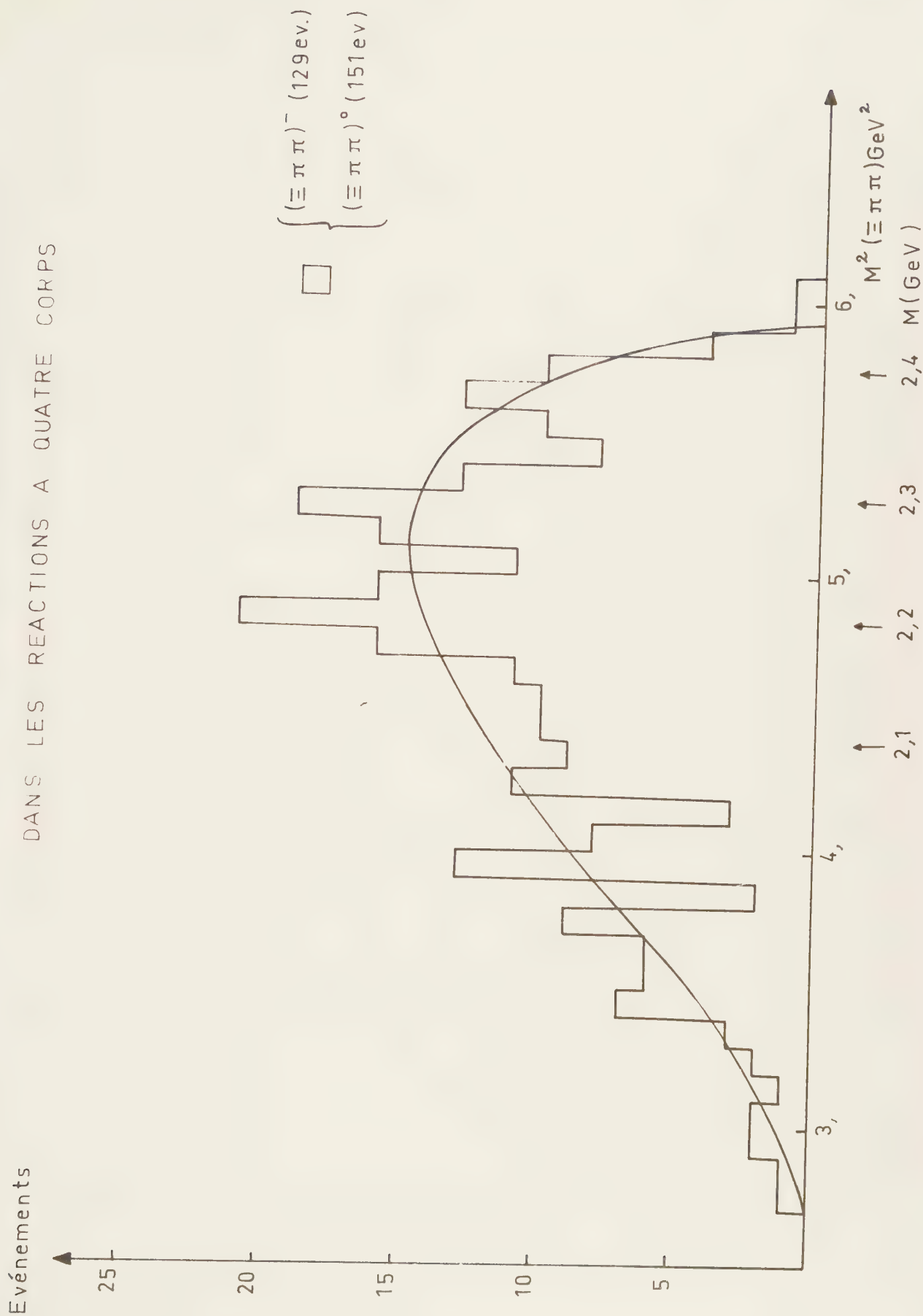
DANS LA REACTION $K^-p \rightarrow \Xi^- \pi^+ \pi^- \pi^0 K^+ (62 \text{ ev.})$

a. $\square \left\{ \begin{array}{l} \Xi^- \pi^0 \\ \Xi^- \pi^+ \end{array} \right.$

b. $\square \Xi^- \pi^-$



PLANCHE XIII - MASSE EFFECTIVE DU SYSTEME $(\Xi \pi \pi)$
DANS LES REACTIONS A QUATRE CORPS



LA REACTION $K^-p \rightarrow \Xi^- \pi^+ \pi^- \pi^0 K^+$ (62 ev.)

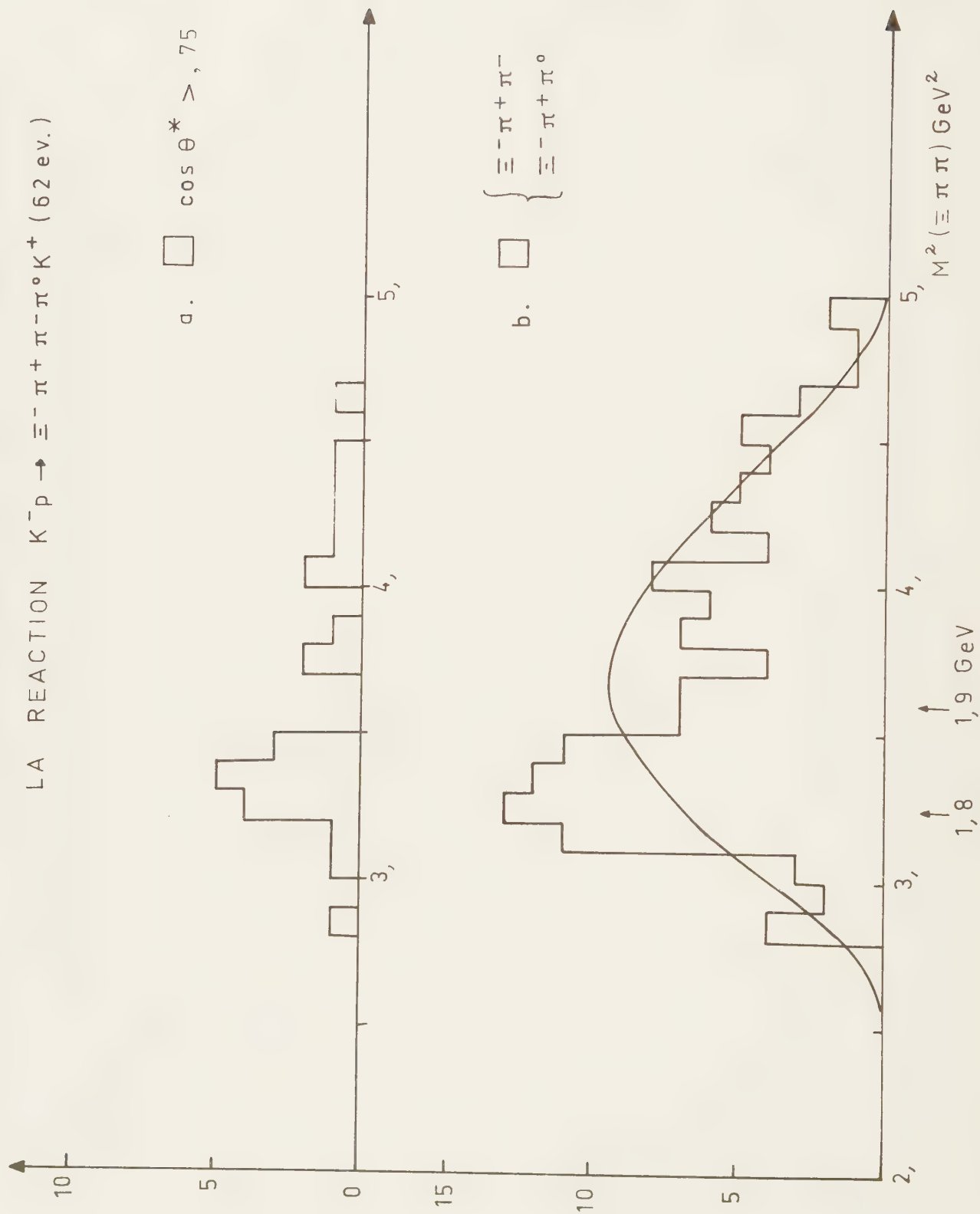
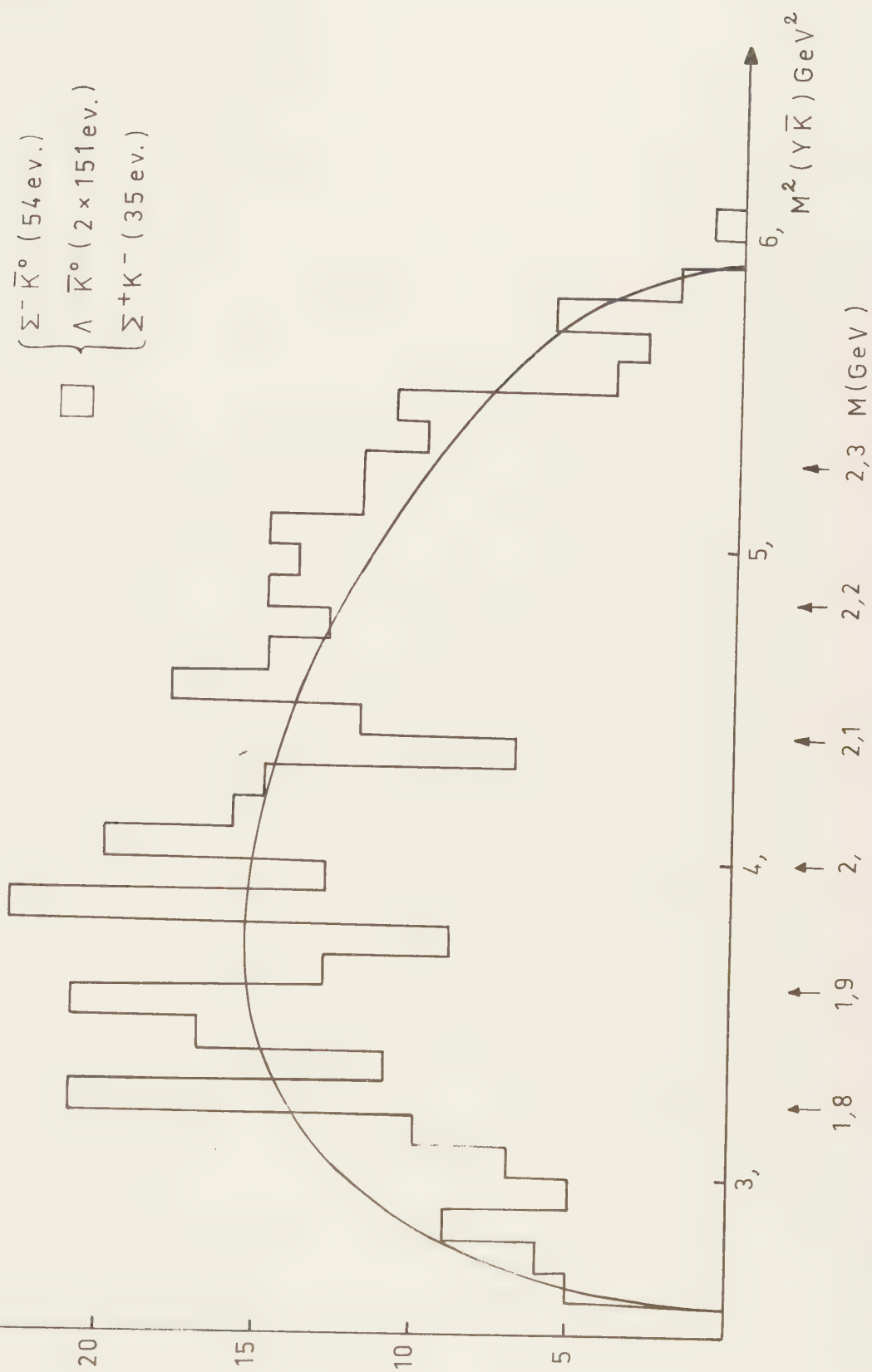


PLANCHE **XV** — MASSE EFFECTIVE DU SYSTEME ($\gamma\bar{K}$) DANS

LES REACTIONS A TROIS CORPS

Evénements



Événements

PLANCHE XVI — MASSE EFFECTIVE DU SYSTEME

$(Y\bar{K})$ DANS LES REACTIONS A

QUATRE CORPS

$\square \left\{ \begin{array}{l} (Y\bar{K})^- (190 \text{ ev}) \\ \Lambda\bar{K}^0 (67 \text{ ev}) \end{array} \right.$

$M^2(Y\bar{K}) \text{ GeV}^2$

1,7 1,8 1,9 2, 2, 3, 4, 4, 5, GeV

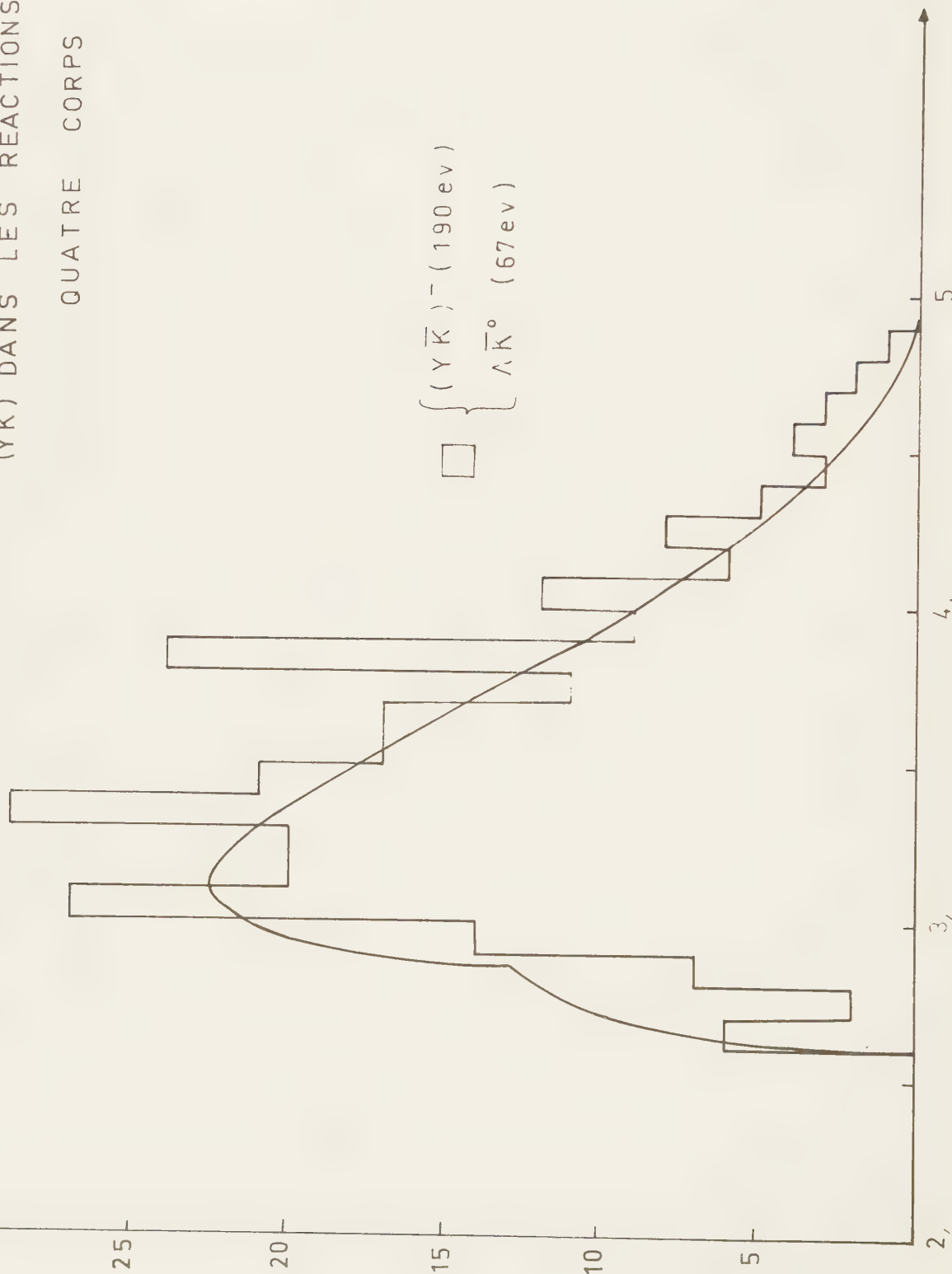
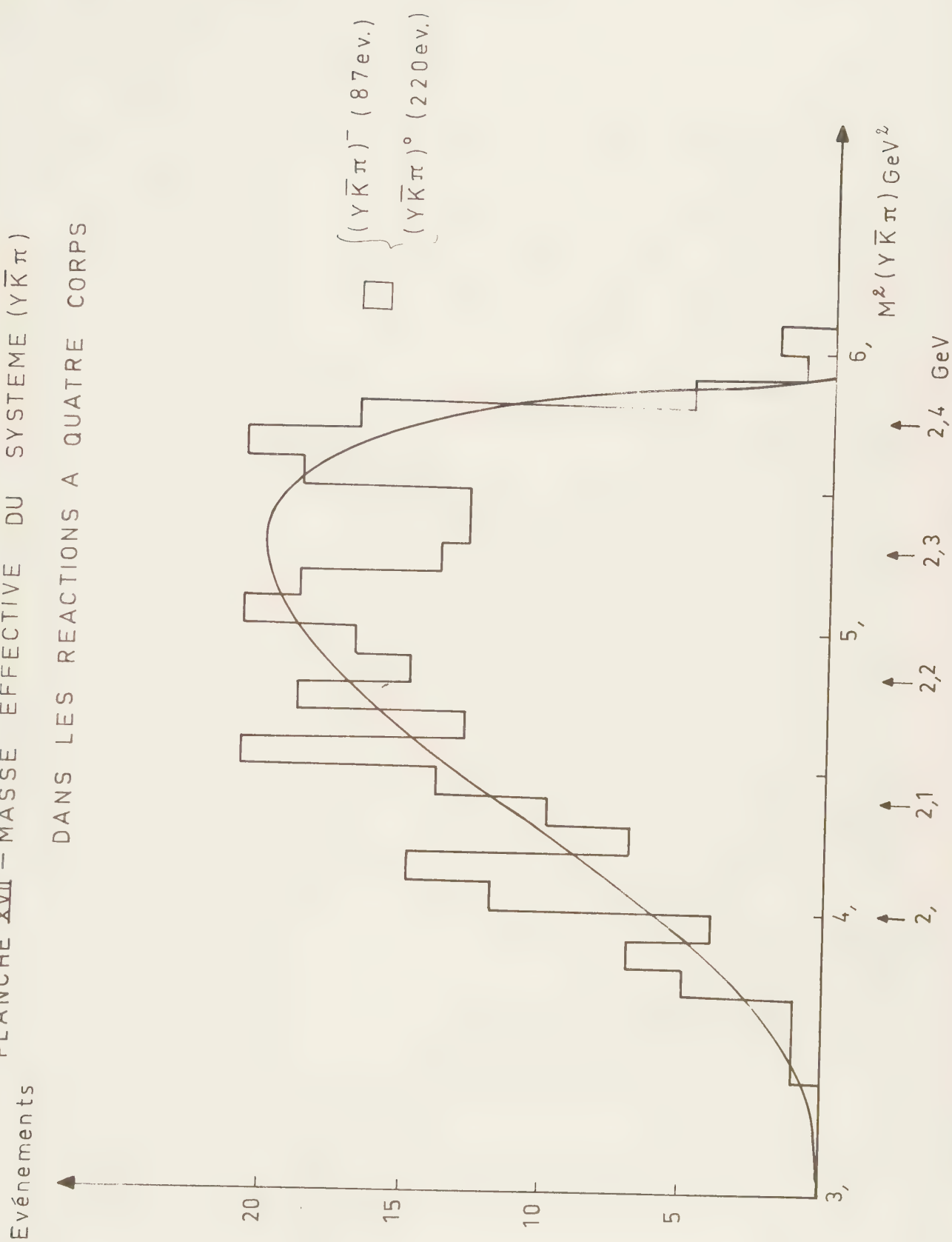


PLANCHE XVII - MASSE EFFECTIVE DU SYSTEME $(Y\bar{K}\pi)$

DANS LES REACTIONS A QUATRE CORPS



Evénements

PLANCHE XVIII — MASSE EFFECTIVE DES SYSTEMES
ASSOCIES A $(K\pi)^+$

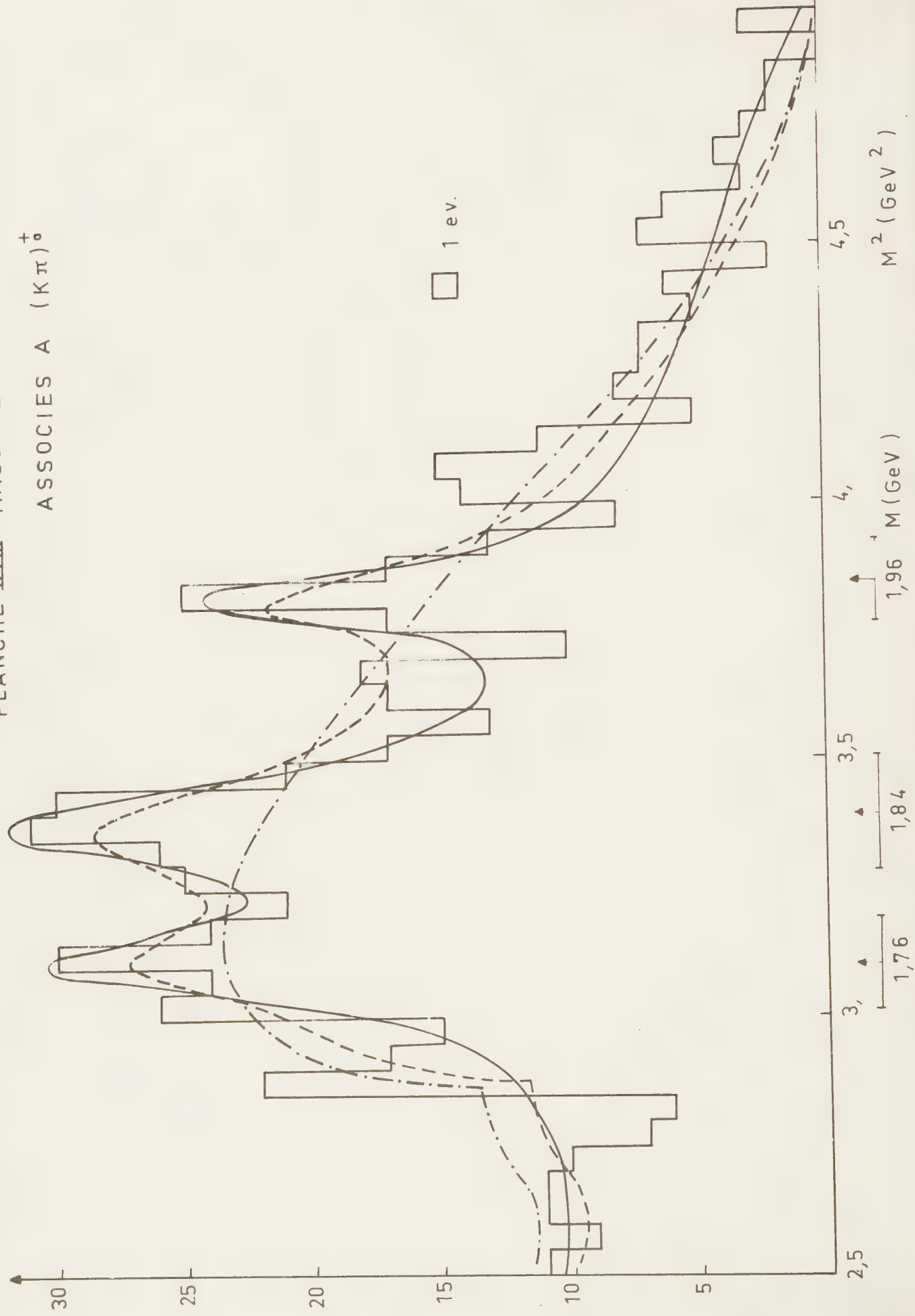


PLANCHE XIX — MASSE EFFECTIVE DES SYSTEMES

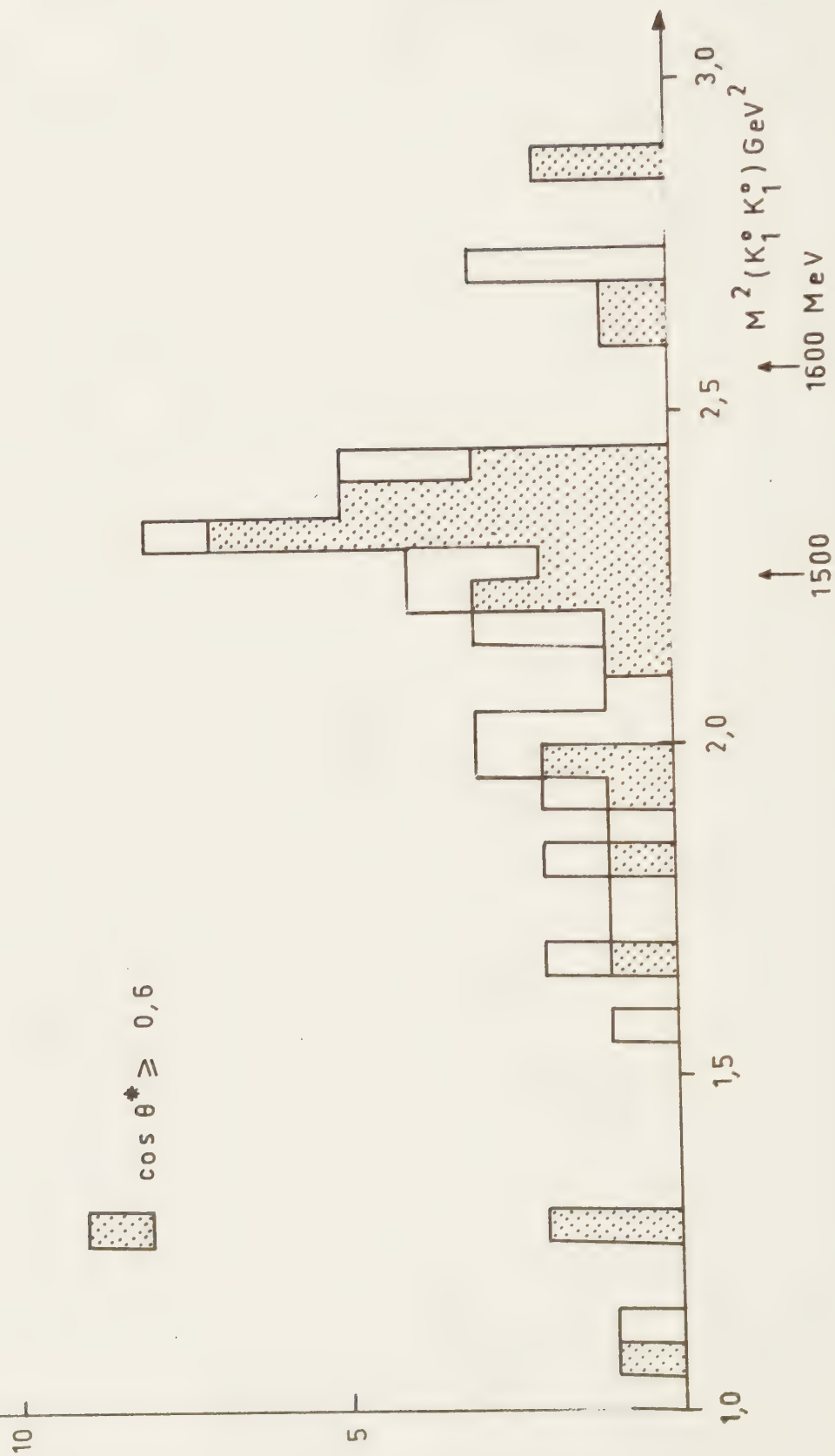
Événements

ASSOCIES A K^0



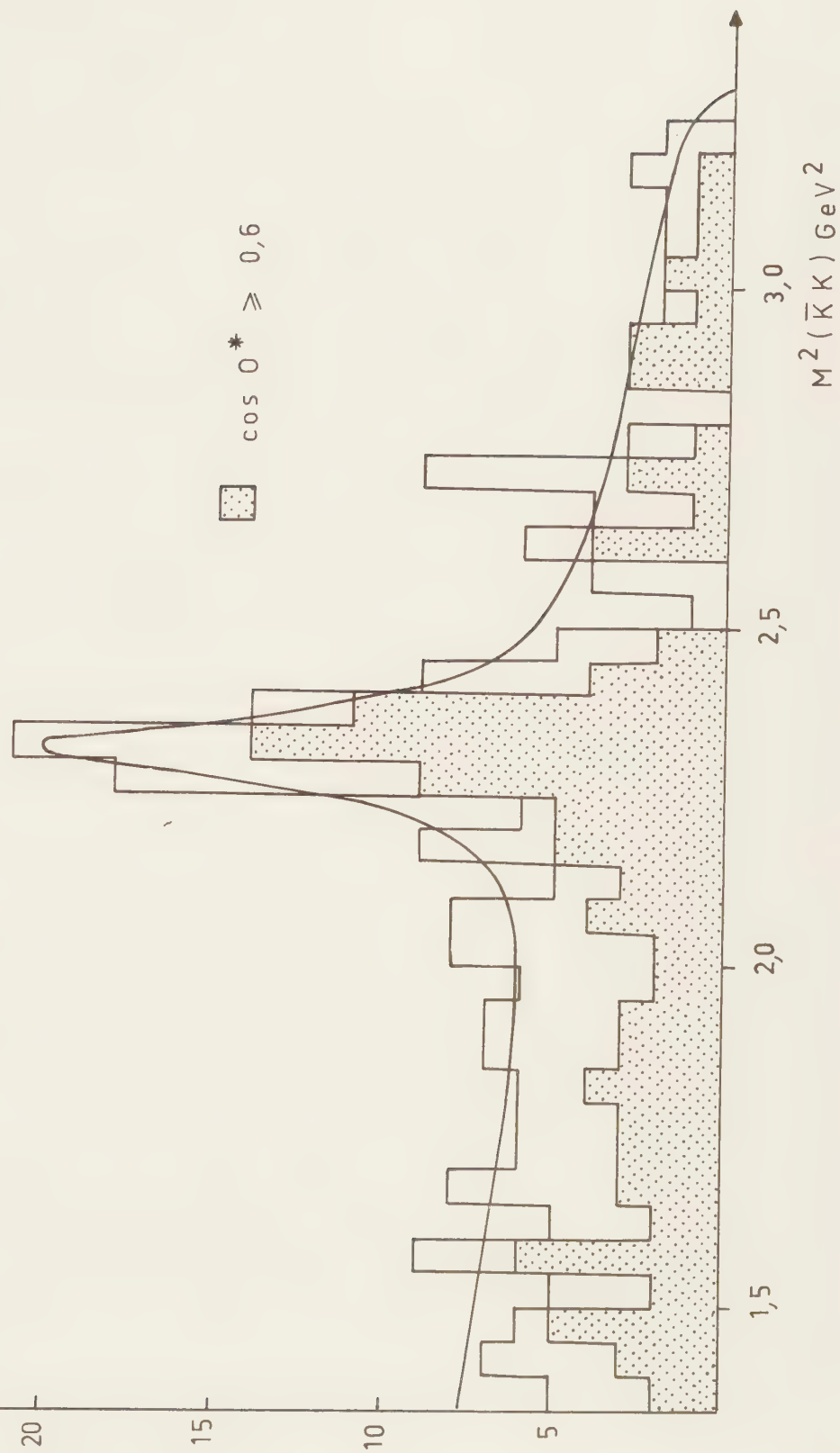
Événements

PLANCHE XX - DISTRIBUTION DE LA MASSE ($K_1^0 K_1^0$)
DANS LA REACTION $K^- p \rightarrow \Lambda K_1^0 K_1^0$

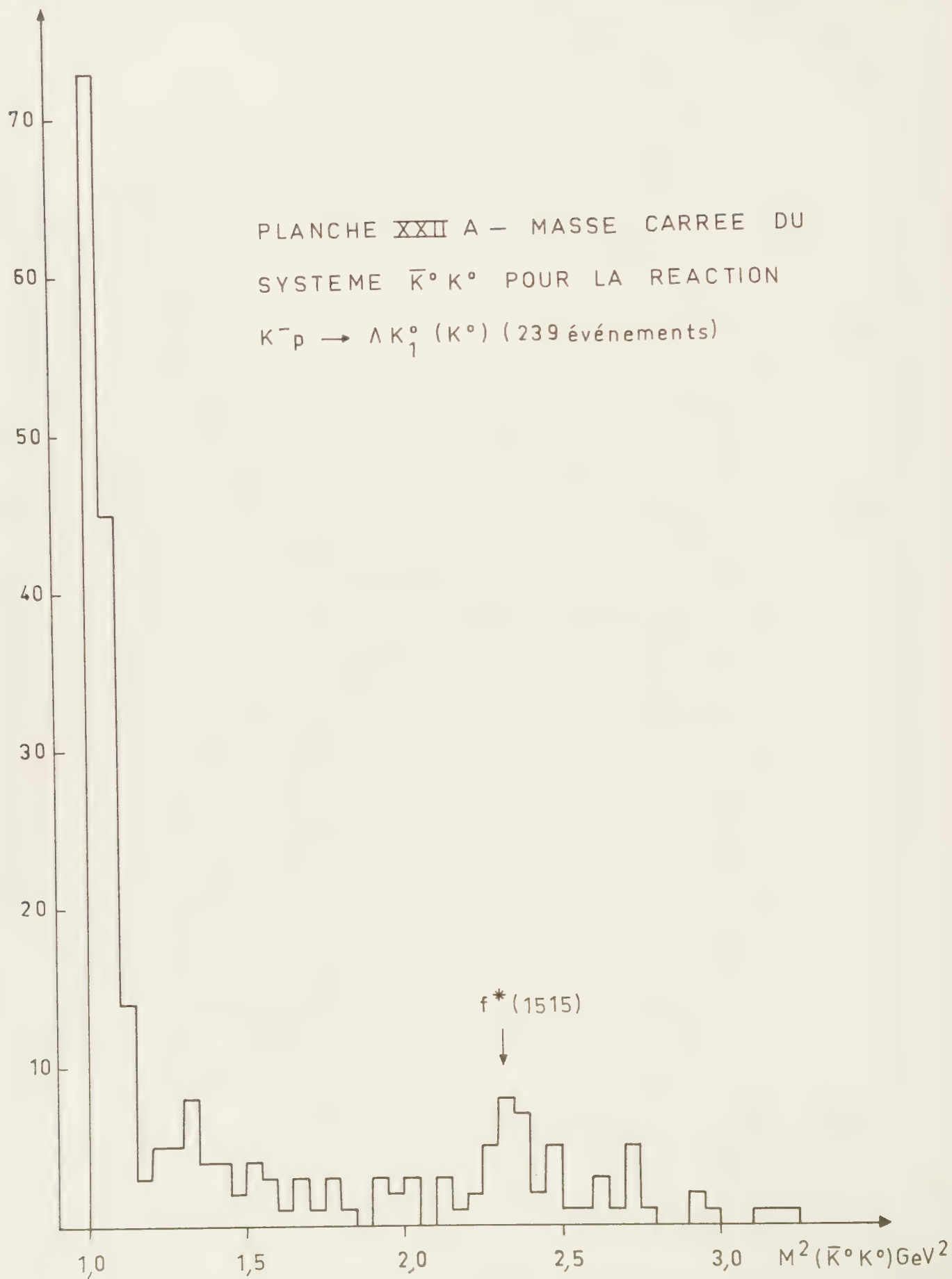


Evénements

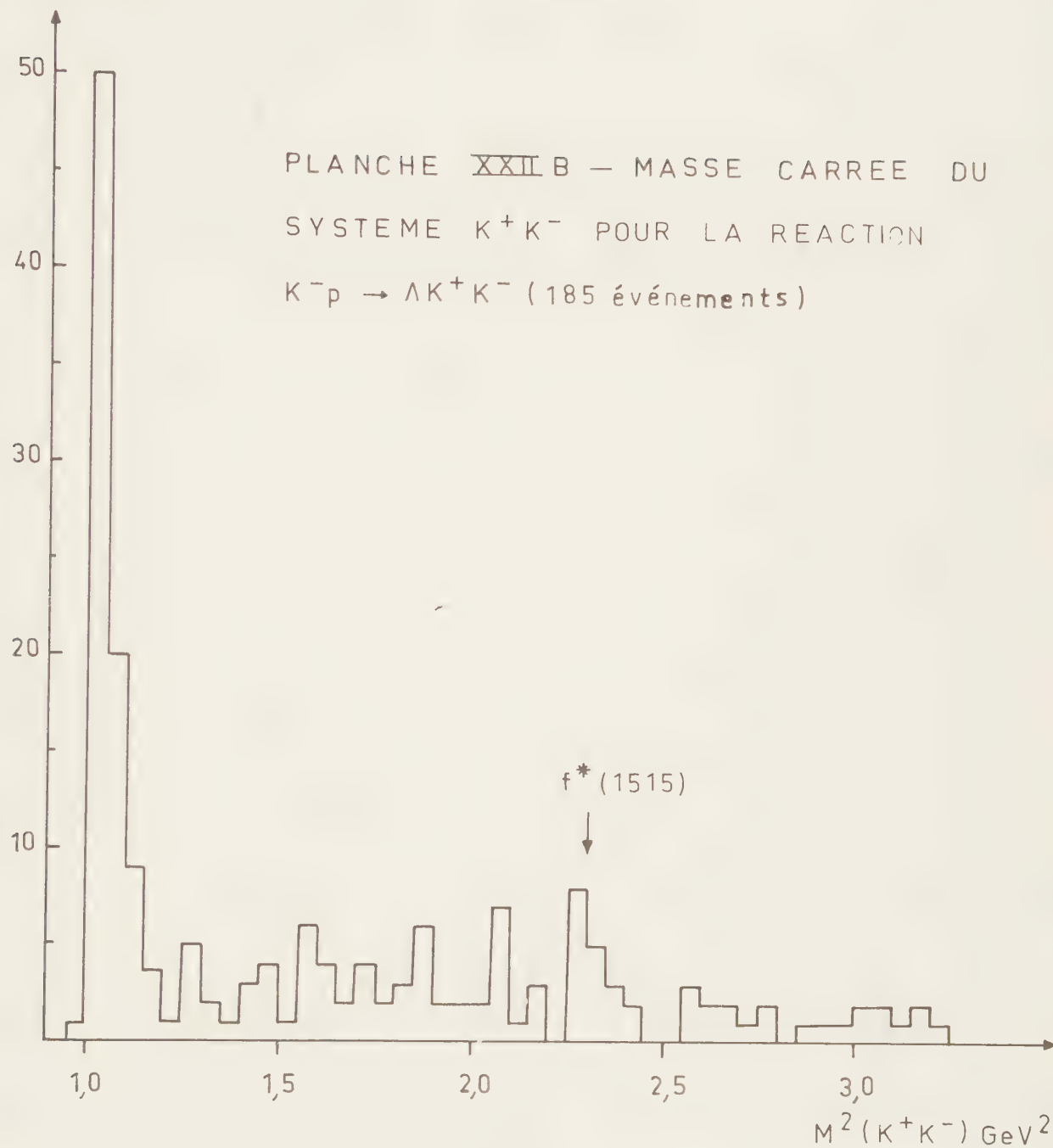
PLANCHE XXI - MASSE ET LARGEUR DU $f^*(1515)$



Evénements



Evénements



Evénements

PLANCHE ~~XXIII~~ — MASSE CARREE DU
SYSTEME K^+K^- POUR LA REACTION
 $K^-p \rightarrow \Sigma^0 K^+ K^-$ (142 événements)

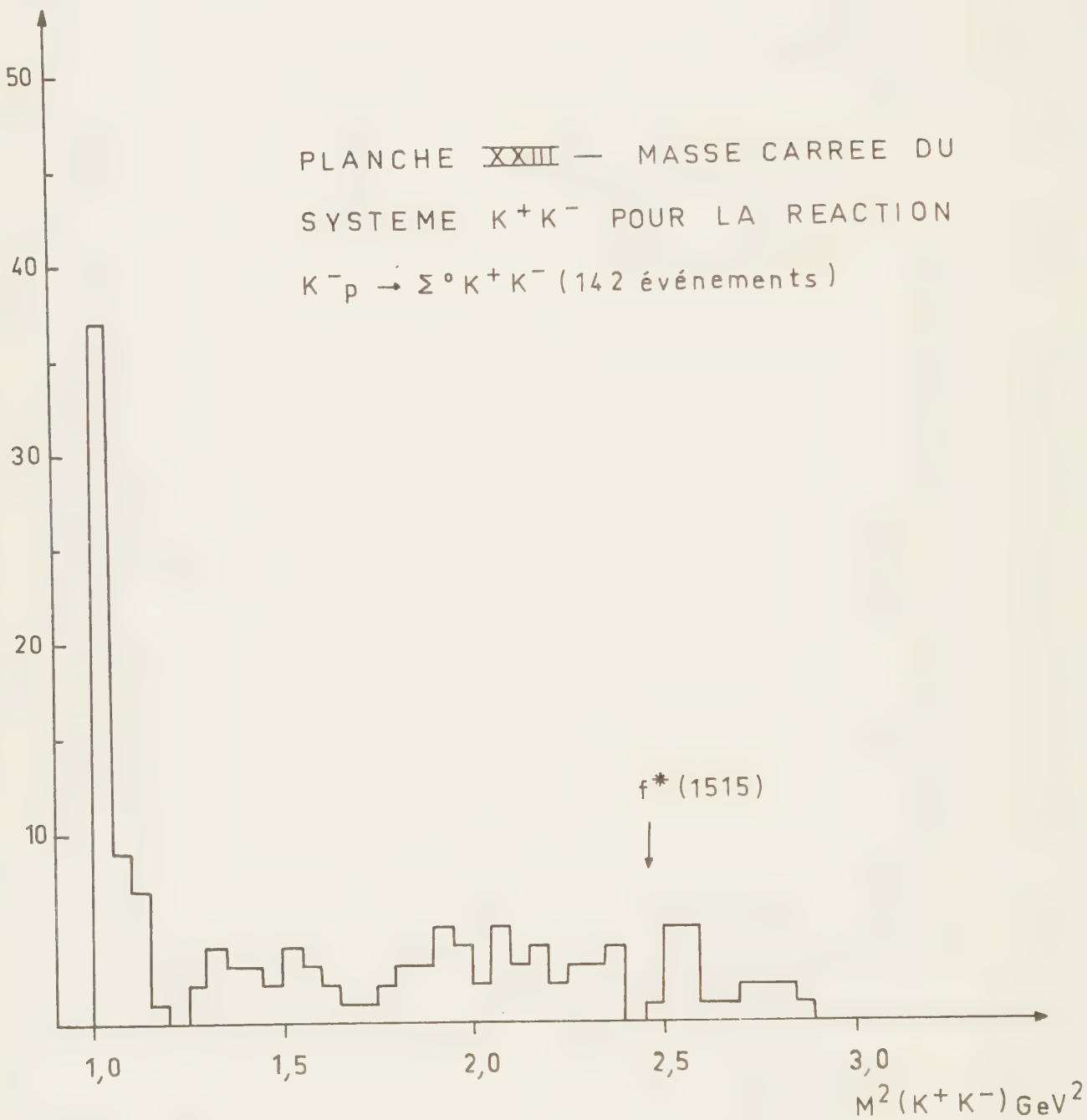
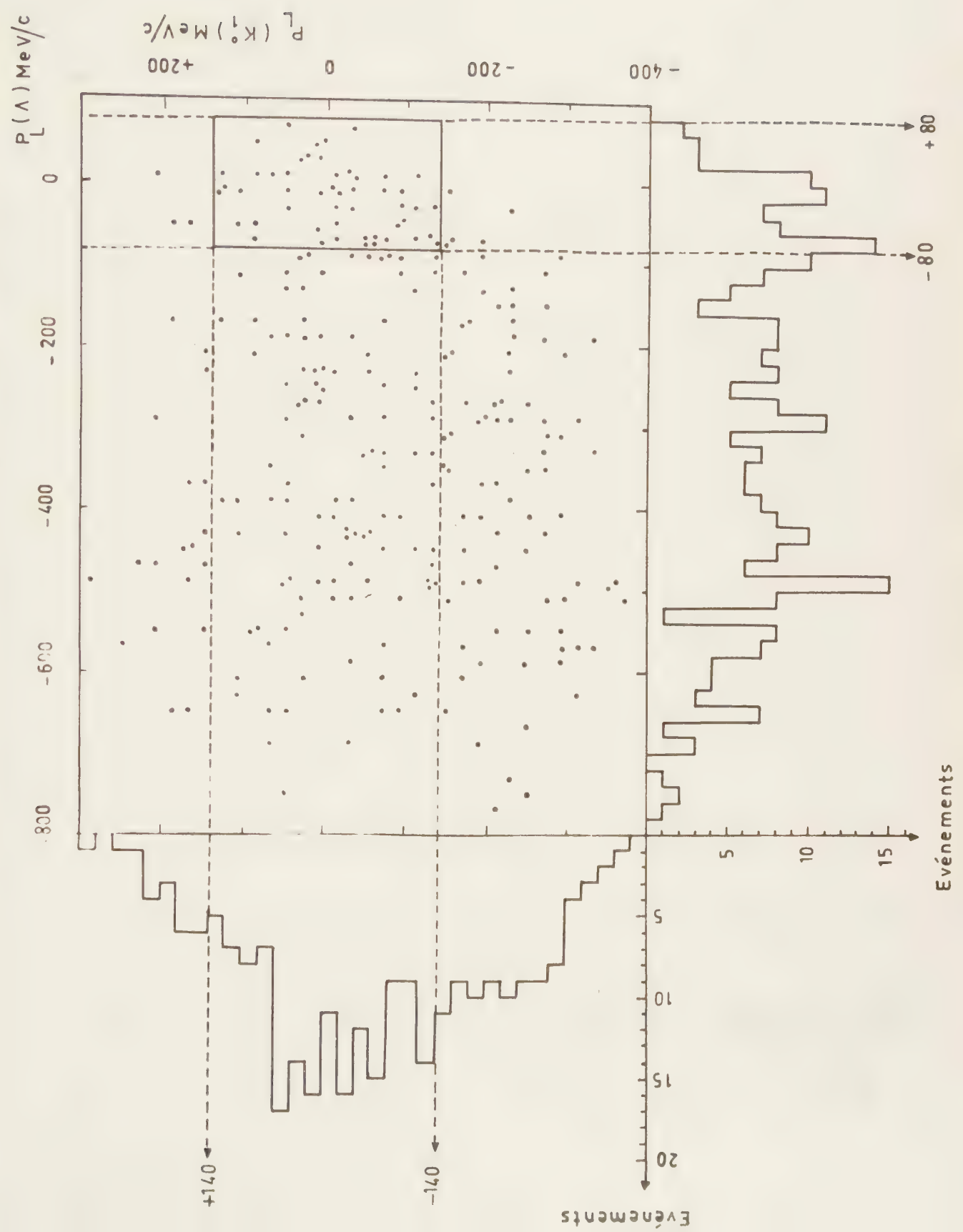


PLANCHE XXIV — DIAGRAMME $P_L(\Lambda)/P(K_1^0)$ POUR LES EVENEMENTS $K\bar{p} \rightarrow \Lambda K_1^0 + \text{NEUTRES}$



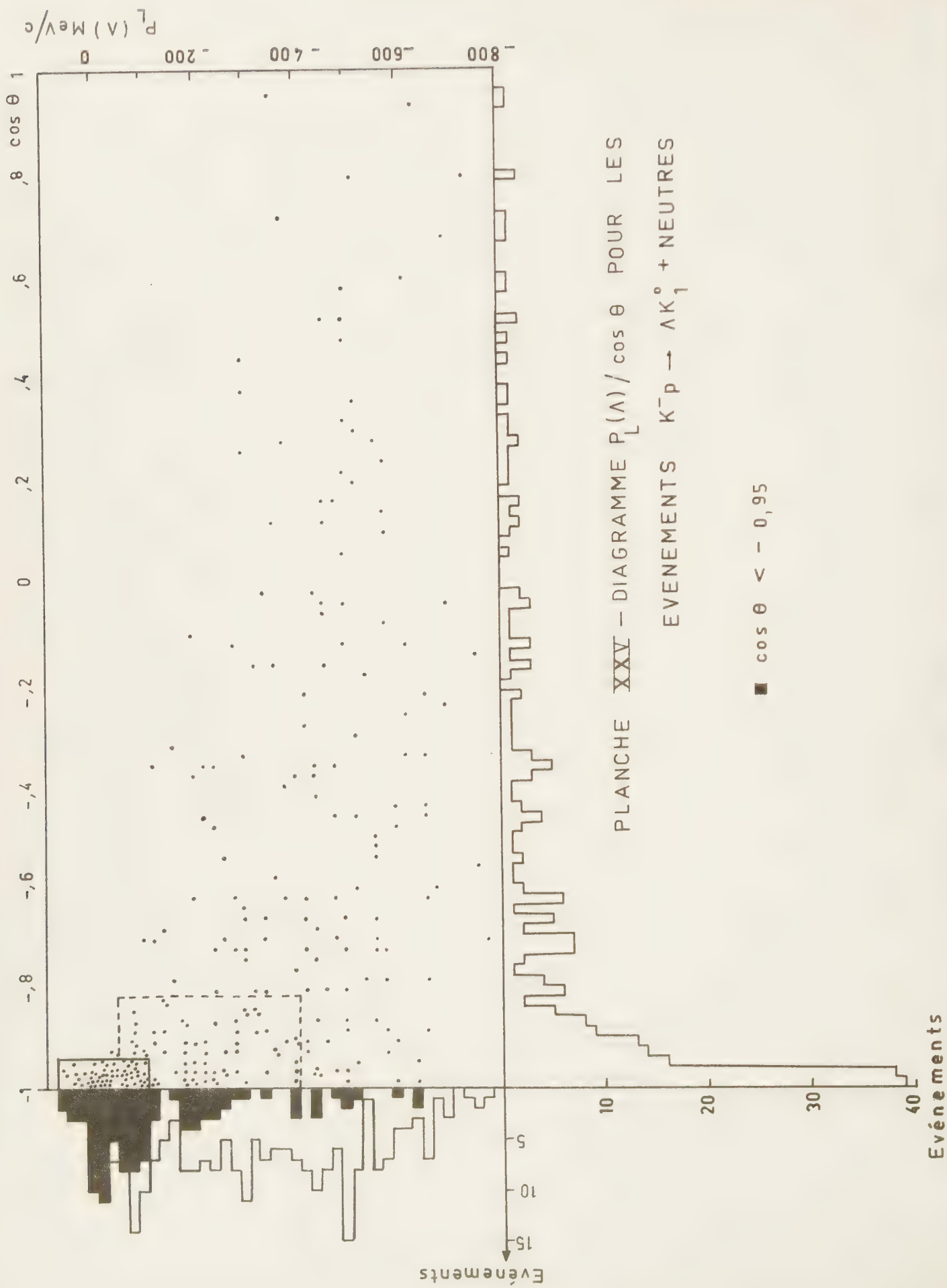




PLANCHE XXVII — DIAGRAMME $P_L(\lambda)/\theta'$ POUR LES EVENEMENTS

$K^-p \rightarrow \Lambda K_1^0 + \text{NEUTRES}$

$P_L(\lambda) \text{ MeV/c}$

■ $-10 < \theta' < +10$

$\theta'(\text{mrad})$

70

60

50

40

30

20

10

0

10

-20

0

-200

-400

-600

-800

-100

Evénements

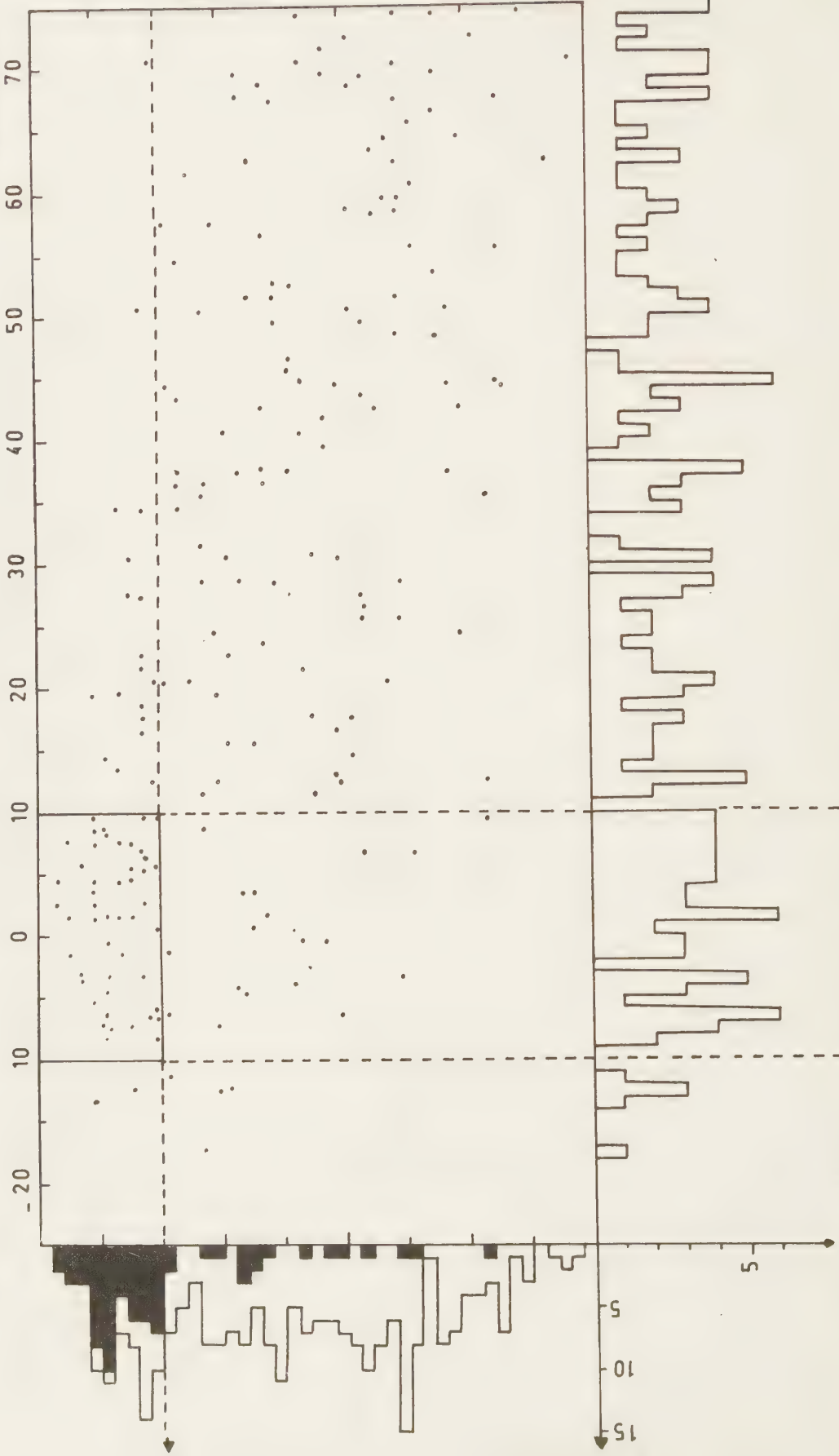
15

10

5

5

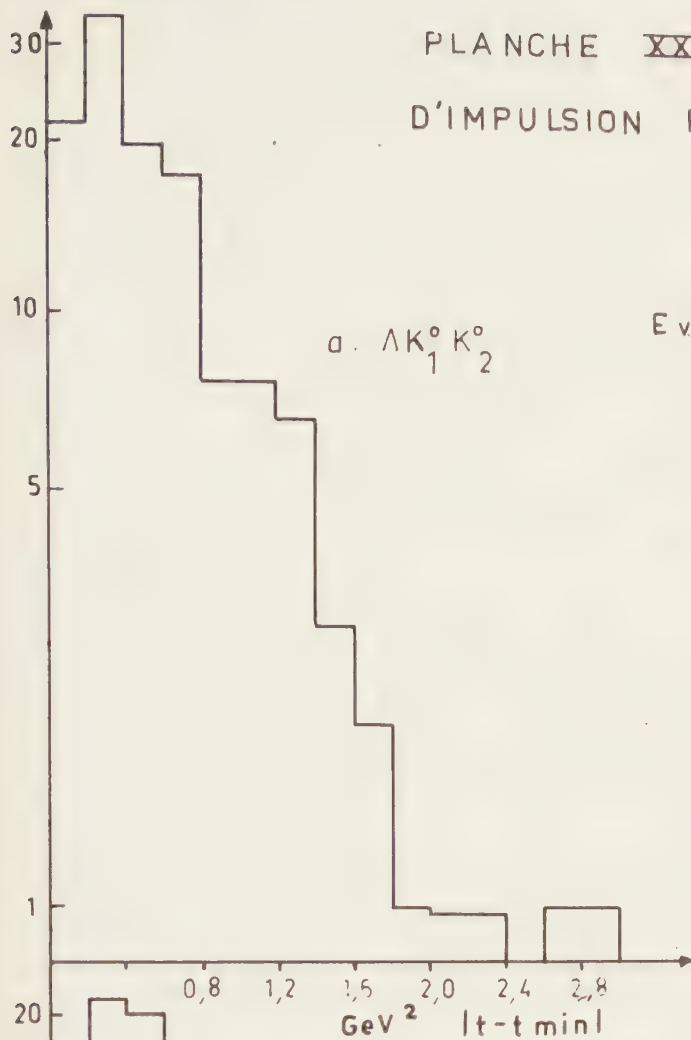
Evénements



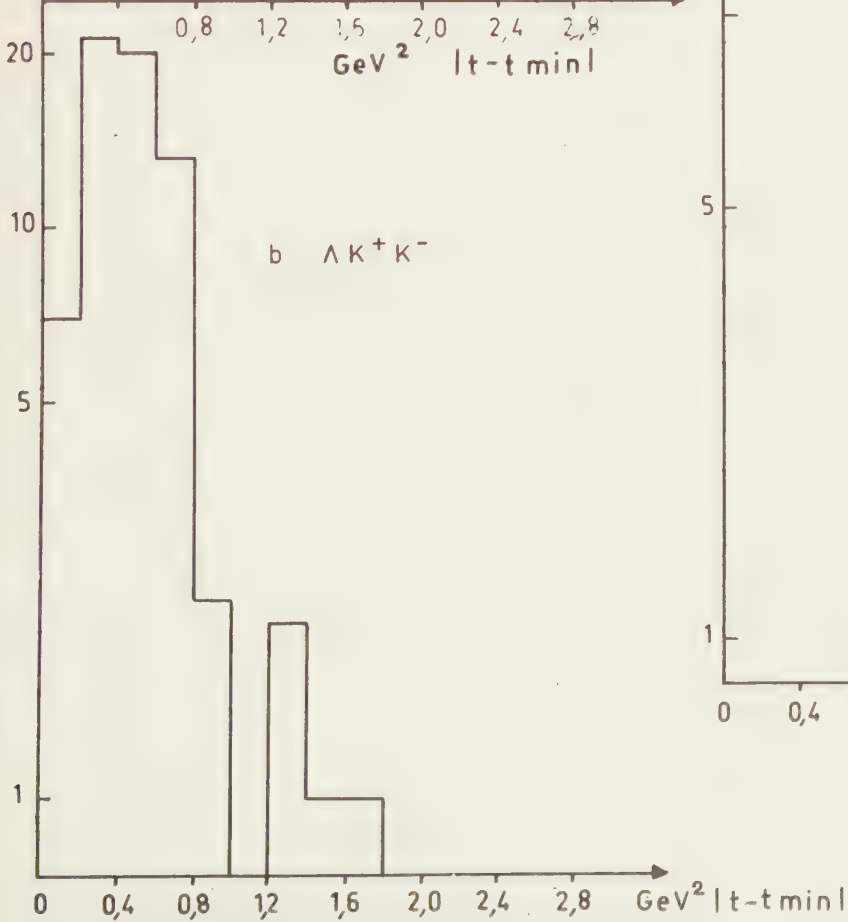
Evénements

PLANCHE ~~XXVIII~~ — DISTRIBUTION EN TRANSFERT
D'IMPULSION POUR LE CANAL $K^- + p \rightarrow \Lambda + \phi$

a. $\Lambda K_1^0 K_2^0$



b. $\Lambda K^+ K^-$

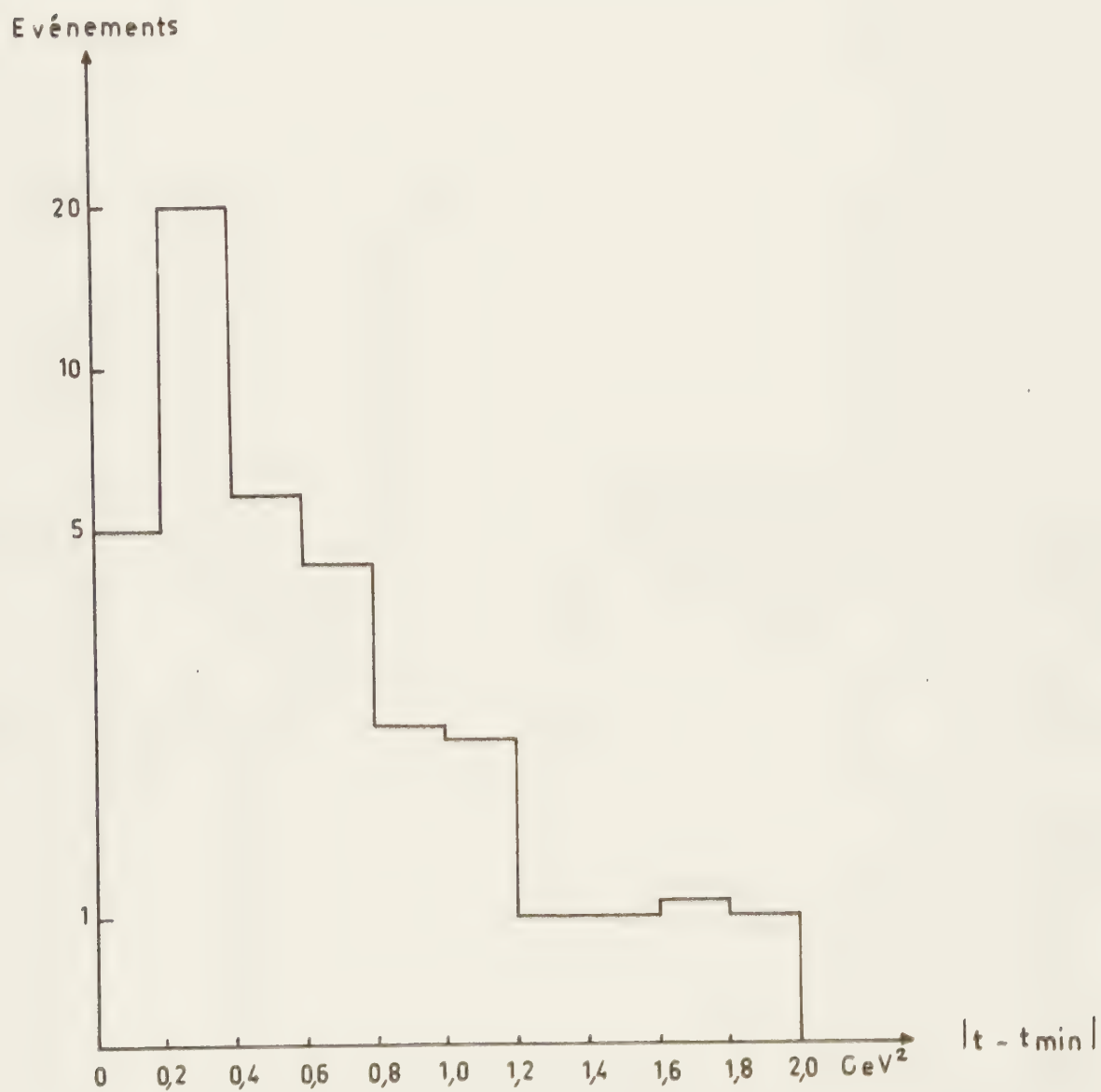


Evénements

c. $\Lambda \phi (\rightarrow \bar{K} K)$



PLANCHE ~~XXX~~ — DISTRIBUTION EN TRANSFERT D'IMPULSION
POUR LA REACTION $K^- + p \rightarrow \Sigma^0 + \phi$



Remerciements

Je prie Monsieur le Professeur Leprince-Ringuet de bien vouloir trouver ici l'expression de ma profonde gratitude pour l'accueil qu'il m'a réservé dans son laboratoire.

Monsieur le Professeur Bernard Grégory a bien voulu diriger cette thèse ; je lui en suis profondément reconnaissante.

Tout au long de ce travail j'ai particulièrement apprécié l'aide et les encouragements amicaux de Monsieur Jean Badier. Monsieur Etienne Barrelet a résolu les problèmes délicats posés par la réalisation technique et la gestion de cette expérience. Monsieur André Rougé m'a apporté en même temps que ses conseils éclairés le bénéfice de son esprit critique. Je voudrais leur exprimer ma gratitude.

Je tiens également à remercier tous les physiciens qui ont participé à cette expérience, Messieurs Andriamasy, Charlton, Pernegr et Videau à l'Ecole Polytechnique et Messieurs Hubbard, Levêque et Moscoso à Saclay.

Monsieur Claude Bizeau nous a apporté une aide inappréciable en participant à la mise en ligne des "IEP". Ma reconnaissance va aussi à tous ceux qui ont assuré le dépouillement, la mesure et le traitement sur ordinateur des événements de cette expérience et plus particulièrement à Madame Nelly Renardet.

Enfin je sais gré à celles qui ont assuré la réalisation matérielle de cette thèse : Mademoiselle Marie-Françoise Leveau qui a dactylographié le manuscrit et Madame Françoise Charlois qui en a dessiné les figures.

TABLE DES MATIERES

Introduction	
Chapitre I : Description de la méthode expérimentale ...	3
I § 1 - Traitement des données et comptabilité de l'expérience ...	4
I § 2 - Constantes caractéristiques de l'expérience	8
Chapitre II : Sections efficaces ...	19
II § 1 - Méthode de détermination des sections efficaces ...	19
II § 2 - Résultats ...	27
Chapitre III : Les résonances E ...	33
III § 1 - La résonance E(1530) ...	39
III § 2 - La résonance E(1630) ...	50
III § 3 - Région de masse entre 1700 et 2000 MeV	53
III § 4 - Région de masses supérieures à 2000 MeV ...	63
III § 5 - Expériences prévues pour l'avenir ...	65
Chapitre IV : Réactions à quasi deux corps Yf^* (1515) et $Y\phi$ (1010) ...	67
IV § 1 - La réaction $Y \rightarrow f^*$...	69
IV § 2 - La réaction $Y \rightarrow \phi$...	75
Conclusion ...	87
Références ...	89
Table des Plaquards ...	92

Académie de Paris

UNIVERSITE de PARIS VI

11, Quai Saint Bernard - Paris 5

SERVICE DE LA SCOLARITE

Bureau des Enseignements du 3^e Cycle

tél. 336.25.25 et 325.12.21

PERMIS D'IMPRIMER

DOCTORAT : ETAT
THESE DE : ES SCIENCES PHYSIQUES

NOM : VIDEAU

Prénoms : Ioana Mariana

né le 3 Septembre 1937 à TIMISOARA

xxxxt ROUMANIE
Dép-:

1^{ère} THESE : Etude des Etats Finaux comportant au moins deux particules
étranges dans les interactions K- p à 3,95 GeV/c .

2^e THESE (Propositions faites par l'Université) :



Vu et Approuvé

PARIS, le 7 Juillet 1971

Le Président

de l'Université de PARIS VI

